

**^8Be -MESSUNGEN IM SUB-COULOMB-BEREICH
DER $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -REAKTION**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Dieter Sprengel

aus Essen

Bochum 1984



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546407_0036

^8Be -Messungen im Sub-Coulomb-Bereich
der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Dieter Sprengel

aus

Essen

Bochum 1984

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
<u>Zusammenfassung</u>	
<u>I. Einleitung</u>	<u>1</u>
<u>II. Geometrie des ^8Be-Zerfalls</u>	<u>5</u>
<u>III. Allgemeine Planung der Experimente</u>	<u>7</u>
<u>IV. Berechnung des ^8Be-Raumwinkels</u>	<u>12</u>
1. Das Programm GEO	12
2. Die Z-Programme	16
<u>V. Berechnung von Energieverlusten</u>	<u>28</u>
<u>VI. Vorbereitende Messungen</u>	<u>32</u>
1. ΔE -E-Messung mit einem Ringdetektorteleskop	33
2. ΔE -Messung mit einer Ionisationskammer	36
3. Messung mit einem "halbierten" Halbleiterringsdetektor	38
<u>VII. Konkurrenzreaktionen</u>	<u>42</u>
1. Raumwinkelbetrachtungen	42
2. Experimenteller Raumwinkelvergleich der Konkurrenzreaktionen	43
3. Kinematische Betrachtungen	46
4. Vergleich gemessener mit simulierten Spektren	49
5. Weitere Konkurrenzreaktionen durch angeregte Zustände von ^{16}O und ^8Be	54
<u>VIII. Durchführung der Messungen</u>	<u>58</u>
1. Streumessung	59
2. ^8Be -Messung nahe 0°	60
3. Weitere ^8Be -Messungen	61
<u>IX. Datenauswertung</u>	<u>68</u>
1. Streumessung	68
2. ^8Be -Messungen	71

	Seite
<u>X. Experimentelle Ergebnisse</u>	<u>75</u>
1. Differentielle Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung	75
2. Differentielle ^8Be -Wirkungsquerschnitte	76
<u>XI. Analyse und Diskussion der Ergebnisse</u>	<u>83</u>
1. Rechnungen nach dem statistischen Modell	83
2. Datenanalyse durch eine Fitfunktion	87
3. Breitenbestimmung nach dem statistischen Modell	98
4. Vergleich mit bisherigen ^{12}C , ^{12}C -Messungen	100
5. Theoretische Vorstellungen	108
6. Zusammenfassung der Ergebnisse	111
<u>Literaturverzeichnis</u>	<u>114</u>
<u>Anhang</u> Tabellen der differentiellen Wirkungsquerschnitte	117
Raumwinkelprogramme	121

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ unterhalb der Coulomb-Schwelle untersucht. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte im Bereich von 5 bis 7 MeV ($E_{\text{CM}}(^{12}\text{C})$) unter acht Winkeln zwischen 6.3° und 73.3° ($\theta_{\text{CM}}(^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$) weisen starke intermediäre Strukturen auf.

Die Schwierigkeiten der Identifikation von ^8Be oder ^{16}O im Sub-Coulomb-Bereich verhinderten bisher Messungen bei tieferen Energien als $E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) = 5.75$ MeV und kleineren Meßwinkeln als $\theta_{\text{CM}}(^8\text{Be}, ^{16}\text{O}) = 29^\circ$.

Als günstigste Meßmethode für niederenergetische ^8Be -Teilchen stellt sich in dieser Arbeit eine Koinzidenzmessung für die aus dem ^8Be -Kern stammenden α -Teilchen heraus. Dabei wird ein neuartiger, elektrisch geteilter Halbleiterringdetektor benutzt, der mit großen Raumwinkeln die Untersuchung von sehr kleinen Wirkungsquerschnitten und Messungen nahe 0° ermöglicht. Ein Rechenprogramm, das nach dem Zufallsprinzip die Richtung des ^8Be -Kernes und die Richtungen der α -Teilchen bestimmt, gestattet die Berechnung des Raumwinkels für verschiedene geometrische Detektoranordnungen. Experimentelle Beiträge von Konkurrenzreaktionen, bei denen als Endprodukte die Kerne $^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$ vorkommen, sowie von Reaktionen mit angeregten Zuständen von ^{16}O und ^8Be können in den vorgestellten Messungen mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden.

Eine Breit-Wigner-Analyse der gefundenen Strukturen mit Hilfe einer Fitfunktion ergibt sieben Resonanzen, für die Spins, Resonanzenergien, Gesamtbreiten sowie Produkte von Partialbreiten ($\Gamma_{\text{C}} \cdot \Gamma_{\text{Be}}$) bestimmt werden. Vier Resonanzen treten auch in Messungen anderer Kanäle auf (5.03 MeV, 2^+ ; 5.68 MeV, 2^+ ; 5.71 MeV, 0^+ ; 5.96 MeV, 4^+). Drei weitere Resonanzen können nicht eindeutig den Ergebnissen in anderen Veröffentlichungen zugeordnet werden.

Für die Untergrundterme, die in der Fitfunktion nichtresonante (statistische oder direkte) Beiträge repräsentieren sollen, werden nur geringe Werte berechnet. Im Widerspruch dazu stehen Hauser-Feshbach-Rechnungen, die den mittleren Verlauf der Wirkungsquerschnitte gut beschreiben und viel höhere Werte als die Untergrundterme der Resonanzanalyse ergeben.

Die Strukturen besitzen größere Gesamtbreiten und wesentlich höhere Werte des Partialbreitenprodukts als Compoundkern-Resonanzen oder Fluktuationen, deren Breiten nach der statistischen Theorie berechnet werden können. Die Breiten und das korrelierte Auftreten der meisten Resonanzen in anderen Kanälen weisen auf intermediäre Strukturen hin. Die großen $\Gamma_C \cdot \Gamma_{Be}$ -Werte (besonders in den Resonanzen 6.35 MeV, 0^+ und 6.48 MeV, 2^+) deuten auf $^{12}C + ^{12}C$ - bzw. $^8Be + ^{16}O$ -Strukturen zugrundeliegender Zwischenzustände.

In anderen Arbeiten findet man, abhängig von der jeweiligen Untersuchungsmethode, unterschiedliche Werte für den totalen $^{12}C + ^{12}C$ -Reaktionswirkungsquerschnitt. Ein starker Beitrag des $^8Be + ^{16}O$ -Kanals zum totalen $^{12}C + ^{12}C$ -Reaktionswirkungsquerschnitt, als mögliche Ursache der Unterschiede vermutet, kann durch eine hier vorgenommene Abschätzung des winkelintegrierten Wirkungsquerschnittes ausgeschlossen werden.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen der Reaktion $^{12}C(^{12}C, ^8Be_{g.s.})^{16}O_{g.s.}$ bei den bisher tiefsten Energien geben keinen Hinweis auf eine große Bedeutung des $^8Be + ^{16}O$ -Kanals bei astrophysikalisch wichtigen Energien.

Der starke Zerfall der Resonanzen in den $^8Be_{g.s.} + ^{16}O_{g.s.}$ -Kanal ist jedoch von großem kernphysikalischem Interesse, weil er Aufschlüsse über die innere Konfiguration und den Anregungsmechanismus der intermediären Strukturen liefert.

I. Einleitung

In den letzten zwanzig Jahren ist das System $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ eingehend untersucht worden. Dabei beobachtete man im elastischen Wirkungsquerschnitt und in Reaktionswirkungsquerschnitten zahlreiche Resonanzen vom Sub-Coulomb-Bereich bis weit über die Coulomb-Schwelle hinaus (siehe tabellarische Zusammenstellung Ma80, S.30). Die Strukturen sind einige hundert keV breit. Sie sind schmaler als die aus der elastischen Streuung bekannten Grobstrukturen (Einteilchen-Resonanzen im optischen Potential), aber breiter als die in Reaktionen beobachteten Feinstrukturen, die als Compoundkern-Resonanzen gedeutet werden. Auf Grund dieser Zwischenstellung mit entsprechenden Lebensdauern von 10^{-21}s werden sie "intermediäre Strukturen" genannt.

Strukturen im Wirkungsquerschnitt weisen auf resonante Zwischenzustände im Reaktionsablauf hin. Die Energiebreite einer Struktur ist der Zerfallswahrscheinlichkeit des resonanten Zustandes direkt proportional. Theoretisch lassen sich die Wahrscheinlichkeiten für Zerfälle in spezielle Ausgangskanäle als sog. Partialbreiten beschreiben, deren Summe der Gesamtbreite im Wirkungsquerschnitt entspricht.

In der $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Wechselwirkung wurden große Partialbreiten im elastischen Kanal gefunden. Dies deutet auf einen bevorzugten Zerfall der resonanten Zustände in diesen Kanal hin. Daher vermutet man besondere Zwischenzustände im Reaktionsablauf, die eine strukturelle Ähnlichkeit mit dem elastischen Kanal besitzen. Darauf begründet sich die Vorstellung eines " $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ -Kernmoleküls", eines kurzzeitig existierenden Zustandes aus zwei sich berührenden ^{12}C -Kernen.

Bisherige Untersuchungen des $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanals ergaben Partialbreiten von gleicher Größenordnung wie die des elastischen Kanals (Co73, Wa80). Dies weist auf einen bevorzugten Zerfall des "Moleküls" auch in den $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanal hin. Die Identifikation und Analyse von Resonanzen in diesem Kanal können damit Anregungen zu theoretischen Modellbeschreibungen liefern.

In den Anregungsfunktionen tritt neben den intermediären Struktu-

ren ein "Untergrund" auf, der meist statistischen Prozessen (Compoundkern-Bildung) zugeschrieben wird. Es gibt aber auch Vermutungen, daß im Sub-Coulomb-Bereich die Bildung eines Compoundkernes durch die Coulomb-Barriere zwischen den ^{12}C -Kernen erschwert wird und direkte Prozesse (α -Transfer) eine Rolle spielen (Ko70).

Der $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanal ist dem elastischen Kanal in Bezug auf die Massen der beteiligten Teilchen und dem Q-Wert (-0.205 MeV) sehr ähnlich, so daß eine gute Drehimpulsanpassung zwischen Ein- und Ausgangskanal erwartet werden kann. Durch den Eingangskanal bedingte Resonanzeffekte sollten sich dann bevorzugt im $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanal bemerkbar machen. Weiterhin könnte die α -Teilchen-Struktur aller beteiligten Kerne gerade die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{16}\text{O}$ besonders verstärken.

Bisherige Untersuchungen des totalen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnittes im Bereich der Coulomb-Barriere zeigen große Abweichungen zwischen den Ergebnissen, die aus der elastischen Streuung berechnet werden können (Treu et al. (Tr80)), und den Resultaten aus Teilchenmessungen. Treu et al., die einen etwa doppelt so großen totalen Wirkungsquerschnitt wie alle anderen Autoren finden, berücksichtigen mit ihrer Bestimmungsmethode den $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanal. Sein Beitrag könnte die Diskrepanz zwischen den verschiedenen Messungen erklären.

Bei Einschüßenergien unterhalb der Coulomb-Schwelle ($E_C \approx 6.7\text{ MeV} \approx E_x(^{24}\text{Mg}) \approx 20.6\text{ MeV}$) sind nur wenige Ausgangskanäle möglich (Fig. 1). Während die Reaktionen $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$, $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ und $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}$ bis weit unterhalb der $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ -Coulomb-Barriere untersucht worden sind, ist der Wirkungsquerschnitt des Ausgangskanals $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ bei tieferen Energien bisher nur durch wenige Messungen bekannt (Tab. 1). Die Schwierigkeiten der Identifikation von ^8Be oder ^{16}O im Sub-Coulomb-Bereich verhinderten bis jetzt Messungen bei tieferen Energien und kleineren Winkeln als in den in Tabelle 1 aufgeführten Untersuchungen.

Ziel dieser Arbeit ist, im Sub-Coulomb-Bereich der $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Wechselwirkung den $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanal auf die in anderen Kanälen auftretenden Resonanzen hin zu untersuchen und Informationen über den $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Beitrag zum totalen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnitt zu erhalten.

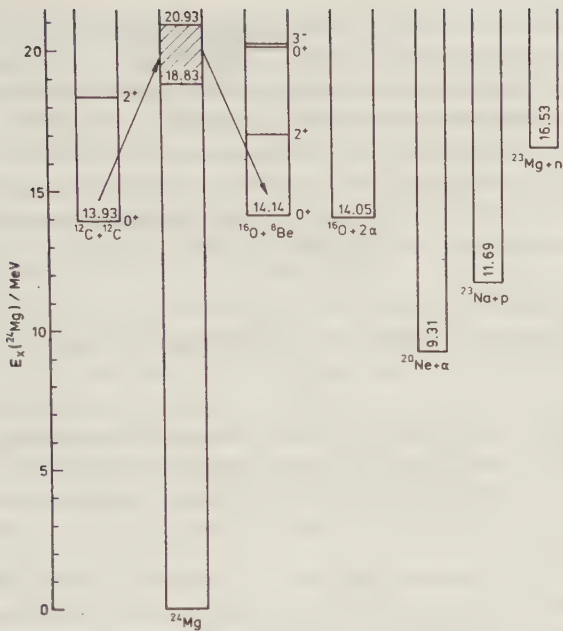


Fig. 1: Der Compoundkern ^{24}Mg mit möglichen Ausgangskanälen (untersuchter Energiebereich dieser Arbeit schraffiert)

$$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} \quad \sigma(\theta, E) \quad (\text{Co73})$$

$$E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) = 5.78 - 6.78 \text{ MeV}$$

$$\theta_{\text{CM}} = 29^\circ - 90^\circ$$

$$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}})^8\text{Be}_{\text{g.s.}} \quad \sigma(\theta, E) \quad (\text{Wa77})$$

$$E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) = 5.75 - 8.9 \text{ MeV}$$

$$\theta_{\text{CM}} = 50^\circ, 90^\circ$$

$$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}})^8\text{Be}_{\text{g.s.}} \quad \sigma(\theta, E) \quad (\text{Wa80})$$

$$E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) = 6.0 - 11.0 \text{ MeV}$$

$$\theta_{\text{CM}} = 29^\circ - 90^\circ$$

Tab. 1: Messungen der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ bei tiefen Energien

Weiter soll versucht werden, die Bedeutung des $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ -Kanals für die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion beim sog. Kohlenstoff-Brennen abzuschätzen. Dieser für die Sternentwicklung wichtige Aufbauprozess von Elementen höherer Ordnungszahlen findet bei CM-Energien von etwa 2.4 MeV statt. Durch eine Bestimmung des Wirkungsquerschnittes bei möglichst tiefen Energien kann auf die Wirkungsquerschnitte im astrophysikalisch wichtigen Bereich extrapoliert werden. Bisherige Untersuchungen wurden nur bis 5.75 MeV durchgeführt.

All diese Überlegungen zeigen, welche Bedeutung die $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{16}\text{O}$ -Reaktion für kernphysikalische und auch astrophysikalische Fragestellungen hat.

Bei dem in dieser Arbeit untersuchten Energiebereich unterhalb von $E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) = 7$ MeV können nur Zerfälle in wenige Zustände des $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ -Kanals auftreten. Durch weitere Einschränkungen wird in den vorgestellten Experimenten nur der Zerfall in $^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ gemessen.

Zunächst mußte eine geeignete Methode zur Identifikation des in zwei α -Teilchen zerfallenden ^8Be -Kernes gefunden werden. Außerdem waren umfangreiche Überlegungen zur Berechnung der ^8Be -Nachweiswahrscheinlichkeit nötig. Sie ergibt nach Multiplikation mit dem geometrischen Raumwinkel eines Detektors den " ^8Be -Raumwinkel", der zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes erforderlich ist. In dieser Bedeutung wird der Begriff " ^8Be -Raumwinkel" im folgenden stets verwendet.

II. Geometrie des ^8Be -Zerfalls

Alle folgenden Betrachtungen beziehen sich auf den ^8Be -Grundzustand. Auf angeregte ^8Be - und ^{16}O -Zustände wird in Kap. VII,5 näher eingegangen.

^8Be ist nicht stabil, sondern zerfällt in $\approx 10^{-16}$ s in zwei α -Teilchen. Der dabei zurückgelegte Weg beträgt:

$$s = \sqrt{2E_{\text{Be,LAB}}/m_{\text{Be}}} \cdot t \approx 0.49 \text{ nm} \cdot \sqrt{E_{\text{Be,LAB}}/\text{MeV}}$$

Die ^8Be -Energien in den Messungen dieser Arbeit liegen, je nach ^{12}C -Einschußenergie und Detektorwinkel, zwischen 5 und 14 MeV. Die verwendeten Festkörpertargets besaßen Massenbelegungen zwischen 10 und 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, d.h. Dicken von 50 bis 100 nm. Man kann also für Betrachtungen des Energieverlustes im Target und in Absorberfolien sowie für geometrische Überlegungen von zwei α -Teilchen ausgehen, die den Reaktionsort (in der Mitte der Targetdicke angenommen) verlassen.

Die kinematischen Verhältnisse des ^8Be -Zerfalls lassen sich übersichtlich durch Geschwindigkeitsvektoren darstellen (Fig. 2). Die α -Teilchen besitzen neben der Geschwindigkeit des ursprünglichen ^8Be -Kernes ($v_{\text{Be,LAB}}$) die Geschwindigkeit $v_{\alpha,\text{CM}}$, die man aus der freiwerdenden Bindungsenergie bestimmt:

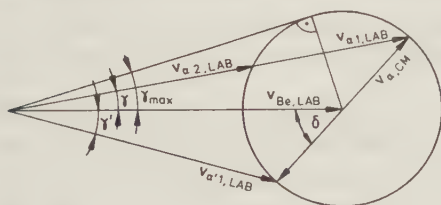


Fig. 2: Geometrie des ^8Be -Zerfalls

$$Q = 0.094 \text{ MeV} = 2 \cdot \frac{m}{2} \cdot v_{\alpha,\text{CM}}^2 \quad (1)$$

$^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Kerne befinden sich im Zustand 0^+ . Der Zerfall in zwei α -Teilchen ist dann im Schwerpunktsystem des ^8Be isotrop. Am $v_{\text{Be,LAB}}$ -Vektor schließen sich $v_{\alpha,\text{CM}}$ -Vektoren beliebiger Richtung an. Die α -Teilchen liegen also innerhalb eines Konus (" ^8Be -Konus"), dessen Symmetrieachse mit der ursprünglichen ^8Be -Richtung zusammenfällt. Den maximalen Winkel γ_{max} der α -Teilchen bezüglich der ^8Be -Richtung erhält man aus dem rechtwinkligen Dreieck in Fig. 2 und mit (1):

$$\gamma_{\text{max}} = \arcsin(v_{\alpha,\text{CM}}/v_{\text{Be,LAB}}) = \arcsin\sqrt{Q/E_{\text{Be,LAB}}} \quad (2)$$

Die beiden Geschwindigkeiten $v_{\alpha 1, \text{LAB}}$ und $v_{\alpha 2, \text{LAB}}$ von α -Teilchen unter dem allgemeinen Winkel γ lassen sich mit dem Kosinussatz aus den jeweiligen Dreiecken bestimmen, die mit $v_{\alpha, \text{CM}}$ und $v_{\text{Be}, \text{LAB}}$ gebildet werden. Aus den Geschwindigkeiten gewinnt man die Energien der Teilchen:

$$E_{\alpha, 2, \text{LAB}} = (E_{\text{Be}, \text{LAB}}/2) \cdot (\cos \gamma \pm \sqrt{(Q/E_{\text{Be}, \text{LAB}}) - \sin^2 \gamma})^2 \quad (3)$$

Für die Energien zusammengehöriger, gleichzeitig emittierter α -Teilchen gilt die Energieerhaltung:

$$E_{\alpha 1, \text{LAB}} + E_{\alpha' 1, \text{LAB}} = Q + E_{\text{Be}, \text{LAB}}$$

Für die Winkel γ und γ' zusammengehöriger α -Teilchen erhält man die Beziehung (mit dem Sinussatz):

$$\frac{\sin \gamma}{\sin(\pi - \delta)} = \frac{\sin \gamma}{\sin \delta} = \frac{v_{\alpha, \text{CM}}}{v_{\alpha 1, \text{LAB}}} \quad \frac{\sin \gamma'}{\sin \delta} = \frac{v_{\alpha, \text{CM}}}{v_{\alpha' 1, \text{LAB}}}$$

$$\frac{\sin \gamma}{\sin \gamma'} = \frac{v_{\alpha' 1, \text{LAB}}}{v_{\alpha 1, \text{LAB}}} = \sqrt{\frac{E_{\alpha' 1, \text{LAB}}}{E_{\alpha 1, \text{LAB}}}}$$

Die extremen Energien zweier gleichzeitig emittierter α -Teilchen folgen aus (3) mit $\gamma = 0^\circ$:

$$E_{\alpha_{\text{min}}, \text{LAB}}^{\text{max}} = (E_{\text{Be}, \text{LAB}}/2) \cdot (1 \pm \sqrt{Q/E_{\text{Be}, \text{LAB}}})^2$$

Während sich für große $E_{\text{Be}, \text{LAB}}$, d.h. große ^{12}C -Einschußenergien, die Energien quasi zur Hälfte auf die beiden α -Teilchen aufteilen, ergeben sich für kleine Energien (wie in den Messungen dieser Arbeit) energetisch sehr unterschiedliche α -Teilchen.

Weiterhin bewirken kleine Einschußenergien große Winkel γ_{max} ; die α -Teilchen verteilen sich auf einen großen Raumwinkelbereich. Dadurch wird eine Identifikation sehr erschwert.

III. Allgemeine Planung der Experimente

Der geringe Wirkungsquerschnitt unterhalb der Coulomb-Schwelle erfordert, daß bei der Vorbereitung der Messungen besonderes Gewicht auf eine Raumwinkeloptimierung gelegt wird.

Aus physikalischen Gründen ist in jedem Experiment der mittlere Winkel, unter dem der Detektor steht, sowie eine obere Grenze der Winkelverbreiterung vorgegeben (z.B. Messung unter $\theta_{CM} = 50^\circ \pm 3^\circ$). Gesucht ist dann der maximale Raumwinkel einer Detektorgeometrie, welche die Vorgabe noch erfüllt.

Die ^8Be -Identifikation erfordert gleichzeitiges Messen zusammengehöriger α -Teilchen, die die Zählfläche des Detektors aber an verschiedenen Stellen treffen. Schon die einfachste Meßtechnik mit einem einzelnen Detektor, in dem quasi gleichzeitig auftreffende α -Teilchen einen Gesamtladungsimpuls erzeugen, zeigt die Problematik:

Ein ^8Be -Kern mit Richtung auf den Detektor kann die α -Teilchen z.B. derart emittieren, daß keines oder nur eines den Detektor erreicht. Der Raumwinkel wird also immer kleiner sein als im Normalfall (bei nicht zerfallenden Teilchen).

Entscheidend ist, wie gut der ^8Be -Konus (Kap. II) in den Detektor "paßt". Der Raumwinkel hängt ab von der Form der Detektorblende, vom Abstand zum Target und vom Öffnungswinkel des ^8Be -Konus. Dieser wird von der ^8Be -Energie und damit von der ^{12}C -Einschußenergie bestimmt.

Für verschiedene Geometrien und Meßtechniken wurden Rechenprogramme entwickelt, die eine Bestimmung des ^8Be -Raumwinkels gestatten (Kap. IV).

Nach einer Raumwinkeloptimierung muß in der Planung untersucht werden, ob die gefundene geometrische Anordnung in einer Messung realisiert werden kann. Dazu müssen die elastisch gestreuten ^{12}C -Kerne und die aus dem ^8Be -Zerfall stammenden langsamsten und schnellsten α -Teilchen (α_1 und α_s) energie- und winkelabhängig betrachtet werden.

In Fig. 3 sind die kinematischen Verhältnisse für drei ^{12}C -Einschußenergien dargestellt (der untersuchte Energiebereich liegt zwischen 5 und 7 MeV (CM), d.h. 10 und 14 MeV (LAB)).

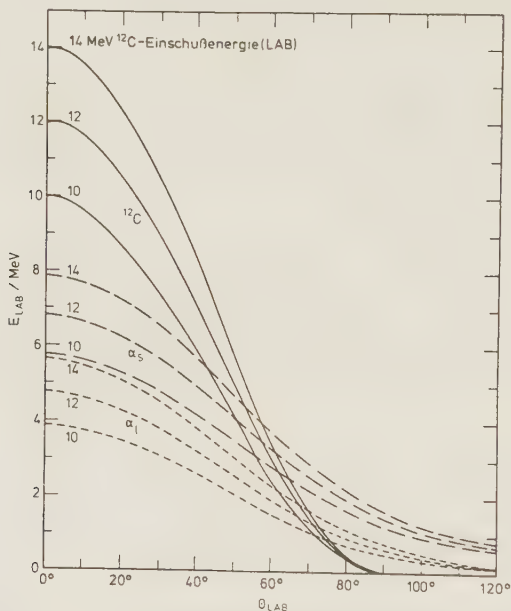


Fig. 3: Teilchenenergien bei der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion als Funktion des Winkels

Bei kleinen Einschußenergien und größeren Winkeln ist die Messung der energiearmen α_1 -Teilchen schwierig; außerdem führt der große Öffnungswinkel des ^8Be -Konus zu geringen Raumwinkeln. Es können daher nur Messungen bis etwa 60° (LAB) durchgeführt werden. Da elastische Streuung aber bis 90° (LAB) auftritt und ihr Wirkungsquerschnitt um Größenordnungen über dem ^8Be -Wirkungsquerschnitt liegt, sollten die Detektoren durch Absorberfolien geschützt werden. Der Spielraum für die Foliendicken ist sehr eng: gestreute ^{12}C -Kerne müssen gestoppt werden, die energiearmen α_1 -Teilchen sollen jedoch noch mit ausreichender Energie in den Detektor gelangen.

Je nach Form und Größe der Detektorblenden werden verschiedene Winkelbereiche erfaßt. Die auftretenden unterschiedlichen α -Energien, deren Änderung bei wechselnder Einschußenergie sowie die nur in bestimmten Dicken vorhandenen Folien machen die Planung schwierig. Es wurden darum Rechenprogramme entwickelt, die für verschiedene Detektorgeometrien und Meßmethoden Energieverlustbestimmungen durchführen, nötige Foliendicken berechnen und weitere Informationen liefern (Kap. V).

Im Verlauf der Planung müssen Rechnungen zur Raumwinkeloptimierung und zur Energieverlustbestimmung mehrfach mit unterschiedlichen Geometrien ausgeführt werden, bis eine realisierbare Lösung gefunden ist.

Die Probleme der ^8Be -Identifikation legen eine Untersuchung des $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanals durch eine ^{16}O -Messung nahe. Dieser Weg wurde von Wada et al. (Wa77, Wa80) unter Verwendung eines ΔE -E-Teleskops (Ionisationskammer mit ortsempfindlichem Halbleiterdetektor) beschritten.

In Fig. 4 sind die Energien der elastisch gestreuten ^{12}C -Kerne und die ^{16}O -Energien als Funktion des Winkels dargestellt (für Einschußenergien von 10 und 14 MeV). Der Grenzwinkel von ^{16}O beträgt etwa 44° (LAB). Dadurch sind Winkelverteilungen auf einen engen Raum beschränkt, der zusätzlich durch den Strahl eingeengt wird. Der entscheidende Nachteil einer ^{16}O -Messung ist ebenfalls aus Fig. 4 ersichtlich: unter allen Winkeln besitzen die elastisch gestreuten ^{12}C -Kerne höhere Energien als die ^{16}O -Teilchen. Sie können nicht absorbiert werden, ohne daß auch die ^{16}O -Kerne gestoppt werden (folgt aus Energieverlustrechnungen). Die große elastische Zählrate macht eine einfache Meßmethode unmöglich (die ^{16}O -Linie liegt im Spektrum auf der niederenergetischen Seite der viel höheren ^{12}C -Linie und ist schwierig zu identifizieren).

Die von Wada et al. angewandte zweiparametrische ΔE -E-Teleskoptechnik ermöglicht eine bessere Trennung der ^{16}O -Ereignisse. Sehr hohe Zählraten der elastischen Streuung verschlechtern jedoch die Trennung. Die Zählraten müssen begrenzt werden durch:

- a) kleine Strahlintensitäten,
- b) Einschüßenergien, die nicht sehr tief unter der Coulomb-Schwelle liegen,
- c) Messungen unter größeren Winkeln.

(Die elastische Streuung nimmt mit sinkender Einschüßenergie und abnehmendem Winkel nach der Mott-Streuformel stark zu.)

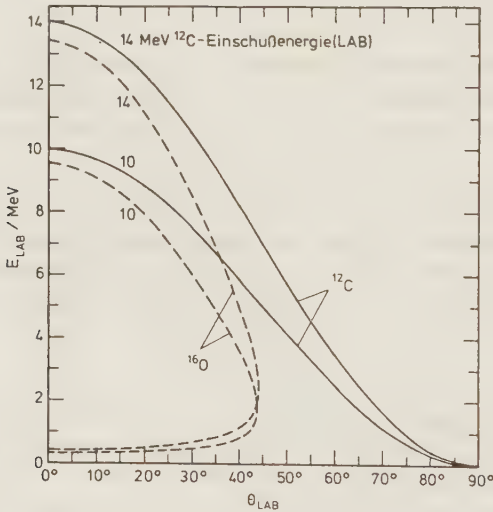
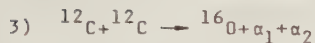
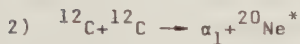
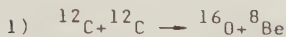


Fig. 4: Teilchenenergien bei der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion als Funktion des Winkels

In der vorliegenden Arbeit waren geringere Einschüßenergien als in bisherigen Untersuchungen und Meßwinkel nahe 0° geplant. Der zu erwartende kleine Wirkungsquerschnitt machte große Strahlintensitäten nötig. Daher konnten die unter a, b und c aufgeführten Voraussetzungen nicht erfüllt werden. Trotz der erwähnten Schwierigkeiten mußte der $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ -Kanal somit über eine ^8Be -Identifikation untersucht werden.

Ein weiteres Problem ist die eindeutige Zuordnung der gemessenen α -Teilchen zur Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{16}\text{O}$. Es sind nämlich drei Re-

aktionen möglich, die schließlich alle die Teilchen $^{16}_0\alpha_1+\alpha_2$ ergeben:



Die Reaktion 1 unterscheidet sich wesentlich dadurch von 2 und 3, daß die α -Teilchen durch den ^8Be -Kern sowohl richtungsgebündelt auftreten als auch energetisch nur einen bestimmten Bereich überdecken. Die Richtungsbündelung führt experimentell zu einer viel größeren Nachweiswahrscheinlichkeit für die Reaktion 1.

Das Problem der Unterscheidbarkeit der drei Reaktionen wird ausführlich in Kap. VII erörtert.

IV. Berechnung des ^8Be -Raumwinkels

Zunächst wurde ein Rechenprogramm entwickelt, das die Raumwinkelbestimmung über eine geometrische Projektion des ^8Be -Konus auf die Detektorebene durchführt (Programm GEO). Wegen der langen Rechenzeiten und der Beschränkung auf eine kreisförmige Blendengeometrie mußten dann aber weitere Programme erstellt werden, die nach der Monte-Carlo-Methode (Zufallsmethode) arbeiten (Z-Programme).

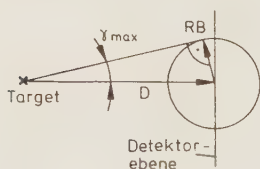
Die in Fortran IV geschriebenen Programme liefen auf der PDP 10-Rechenanlage im DTL der Ruhr-Universität Bochum.

1. Das Programm GEO

Es gestattet die Raumwinkelberechnung für Detektoren mit kreisförmigen Blenden und berücksichtigt eine mögliche Teilung des Detektors. In vielen Messungen wurde ein in elektrisch separierte Hälften geteilter Halbleiterringdetektor ("halbierter" Detektor) verwendet, mit dem die α -Teilchen in Koinzidenz nachgewiesen wurden.

a) Beschreibung

Die aus dem ^8Be -Zerfall stammenden α -Teilchen können sich mit gleicher Wahrscheinlichkeit überall auf einer gedachten Kugeloberfläche befinden (Kap. II). Die Kugel hat beim Durchgang durch den Detektor den Radius R_B (Fig. 5). R_B folgt aus der Beziehung:



$$\sin \varphi_{\max} = \sqrt{Q/E_{\text{Be,LAB}}} = R_B/D$$

D = Detektorabstand zum Target

$Q = 0.094 \text{ MeV}$

Fig. 5

Die Kugel wird senkrecht auf die Detektorebene projiziert. Die Wahrscheinlichkeit $f(\varphi)$, zusammengehörige α -Teilchen innerhalb eines Radiusbereiches von 0

bis φ zu finden, ergibt sich aus der Summe der beiden Kugelkappenoberflächen, normiert auf die gesamte Kugeloberfläche (Fig. 6).

$$f(\varphi) = 1 - \sqrt{1 - \varphi^2/R_B^2} \quad (1)$$

Die Kreisscheibe (= Projektion) wird mit der Detektorfläche zum Schnitt gebracht. Die Fläche sei durch Blenden auf einen Kreis-

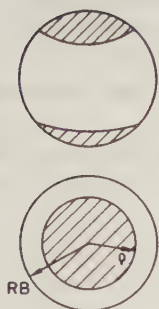


Fig. 6: Projektion auf die Detektorebene

ring mit Innen- und Außenradius R_I und R_A begrenzt. In Fig. 7 ist der allgemeine Fall gezeigt, bei dem der Mittelpunkt der Projektion im Abstand R_K vom Detektormittelpunkt liegt. Für die ^8Be -Identifikation ist derjenige Bereich der Schnittfläche (von Projektion und Detektor-Kreisring) wichtig, auf dem zusammengehörige α -Teilchen punktsymmetrisch zum Mittelpunkt der Projektion auftreten (schraffierter Bereich in Fig. 7).

Die Wahrscheinlichkeit, α -Teilchen auf einem Streifen der Dicke $d\varphi$ zu identifizieren, kann mit (1) berechnet werden. Dabei ist die Streifenlänge (über langwierige geometrische Herleitungen) von φ abhängig. Durch Summation der Wahrscheinlichkeiten aller Streifen im schraffierten Gebiet (Fig. 7) wird die Gesamtwahrscheinlichkeit W_{RK} bestimmt. Im einfachen Fall eines nichtgeteilten Detektors herrscht Rotationssymmetrie um den Detektormittelpunkt. Ein Raumwinkelement $d\Omega$, das durch dRK festgelegt ist, muß dann mit W_{RK} gewichtet werden (Fig. 8).

Die Detektorfläche wird durch schrittweise Veränderung von R_K um dRK untersucht und so der gesamte Raumwinkel berechnet.

Im Fall eines in Hälften geteilten Detektors ist die Betrachtung komplizierter, da die Lage der Schnittfläche bezüglich der Halbierungslinie eine Rolle spielt. Jeder Streifen der Dicke $d\varphi$ muß in kleine Stücke der Länge $\varphi d\varphi$ unterteilt werden. Für jedes Stück gilt nun eine eingeschränkte Rotationssymmetrie.

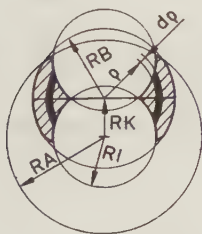


Fig. 7: Schnitt der Kreisscheibe mit der Detektorfläche

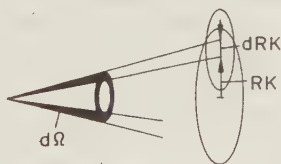


Fig. 8: Berechnung des Raumwinkellements $d\Omega$ mit Hilfe von dRK

Außer dem Raumwinkel wird der mittlere Winkel durch Wichtung des zu jedem Raumwinkelelement $d\Omega$ gehörenden Winkels mit der entsprechenden Wahrscheinlichkeit berechnet. Der Prozentsatz des ^8Be -Raumwinkels vom normalen geometrischen Raumwinkel, also die ^8Be -Nachweiswahrscheinlichkeit, wird ebenfalls angegeben.

Ein Beispiel für die Rechnungen zeigt Fig. 9.

RADIUS DER ^8Be -KUGEL-PROJEKTION $R_B = 3.66 \text{ MM}$

RK/MM LAB-THETA/GRAD LAB-RAUMW./ $10^{**}(-6)$

0.00	0.00	0.000
0.10	0.14	20.045
0.20	0.29	37.469
0.30	0.43	54.824
0.40	0.57	63.383
0.50	0.72	70.734
0.60	0.86	75.989
.	.	.
.	.	.
.	.	.
6.80	9.65	24.899
6.90	9.79	17.850
7.00	9.93	12.157
7.10	10.07	7.674
7.20	10.20	4.259
7.30	10.34	1.886
7.40	10.48	0.475

LAB- ^{12}C -EINSCHUSS = 12.0 MEV

DETEKTOR-MP UNTER 0.0 GRAD(LAB)

TARGETABSTAND D = 40.0 MM

INNEN-/AUßENRADIUS RI/RA = 3.00/ 7.50 MM

HALBIERTER DETEKTOR : 1

LAB-RAUMWINKEL = $10999 \cdot 10^{**}(-6)$

CM-RAUMWINKEL = $32379 \cdot 10^{**}(-6)$

RAUMWINKEL BETRÄGT 12.22% VOM GEOM. RAUMWINKEL

MITTL. WINKEL UM DETEKTOR-MP IM LAB = 5.58 GRAD, IM CM = 9.59 GRAD

(SCHRITTWEITEN: DRK = 0.100 MM DRHO = 0.005 MM

LAB-DPHI = 1.00 GRAD)

Fig. 9: Beispiel eines Ausdrucks des Programms GEO
für die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{16}\text{O}$
g.s. g.s.

b) Näherungen

Die senkrechte Projektion der ^8Be -Kugel auf die Detektorebene ist nicht korrekt; die Projektion muß radial vom Target her durchgeführt werden. Selbst wenn die Mittelpunkte von Kugel und Detektor aufeinanderfallen ($RK = 0$), vergrößert sich bei radialer Projektion die Kreisscheibe von RB auf RB' (Fig. 10).

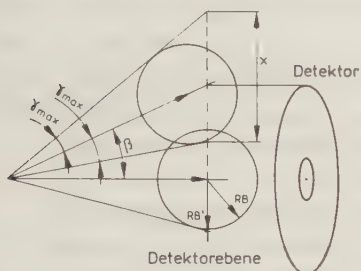


Fig. 10: Radiale Projektion auf die Detektorebene

Im Programm wird eine Kreisscheibe gleichbleibender Größe über den Detektor geführt. Tatsächlich ergibt sich aber (als Schnitt des ^8Be -Konus mit der Detektorebene) eine Ellipse mit der großen Achse x . x ist maximal, wenn die Projektion des Kugelmittelpunktes den Detektorrand trifft (Fig. 10). Das Verhältnis v von x zum Kugeldurchmesser $2 \cdot RB$ erhält man:

$$[\text{mit } \gamma_{\max} = \arcsin \sqrt{Q/E_{\text{Be,LAB}}} \text{ (Kap. II); } \tan \beta = RA/D]$$

RA = Radius der Detektor-
außenblende
 D = Detektorabstand zum
Target]

$$x = D \cdot \{\tan(\beta + \gamma_{\max}) - \tan(\beta - \gamma_{\max})\} ; RB = D \cdot \sin \gamma_{\max}$$

Anwendung der Additionstheoreme ergibt:

$$v = \frac{x}{2 \cdot RB} = \frac{1 + \tan^2 \beta}{(1 - \tan^2 \beta \cdot \tan^2 \gamma_{\max}) \cdot \cos \gamma_{\max}}$$

Bei den Messungen dieser Arbeit ist $\beta < 10^\circ$ und $\gamma_{\max} < 7^\circ$, so daß v kleiner als 1.04 ist. (Geringfügige Änderungen der ^8Be -Geschwindigkeit verändern $\gamma_{\max}$ nur unwesentlich.)

Wird weiter berücksichtigt, daß v nur im Randbereich des Detektors merklich von 1 verschieden ist, hier aber die Wahrscheinlichkeit W_{RK} geringe Werte besitzt, so ist die Näherung der senkrechten Projektion tragbar.

c) Test

Ein grober Test ist das Nullsetzen von RB . Es liegt dann der Fall vor, daß der Öffnungswinkel des ^8Be -Konus verschwindet. Jetzt muß das Verhältnis des ^8Be -Raumwinkels zum normalen geometrischen

Raumwinkel für den nichtgeteilten Detektor 100 %, für den geteilten Detektor 0 % ergeben. Mehrfache Rechnungen mit verschiedenen Geometrien lieferten im geteilten Fall stets 0 %; im nichtgeteilten Fall ergaben sich höchstens 0.5 %-Abweichungen von 100 %.

Verlässlichere Überprüfungen konnten später durch Vergleich mit den Rechnungen der Z-Programme durchgeführt werden (Abschnitt 2).

d) Nachteile

Das Programm ist auf kreisförmige Detektorgeometrien beschränkt. Eine Erweiterung auf Rechteckblenden oder die Berücksichtigung einer schmalen Blende über der Trennfläche zwischen den Hälften des geteilten Detektors ist sehr kompliziert.

Die Schrittweiten (d_{RK} , d_φ , $d\varphi$) werden vorgegeben und bestimmen die Genauigkeit der Rechnung. Zwar gelangt der Raumwinkel für bestimmte Schrittweiten in eine Sättigung, jedoch sind die optimalen Weiten von der Detektorgeometrie abhängig und nicht immer vor der Rechnung bekannt.

Die durchschnittliche Rechenzeit beträgt (für geteilte Detektoren) 2 bis 3 Stunden. In der Planung von Experimenten müssen unterschiedlichste geometrische Anordnungen zur Raumwinkeloptimierung untersucht werden, so daß die langen Rechenzeiten sehr hinderlich sind.

Darum wurde ein Verfahren zur Raumwinkelbestimmung entwickelt, das nach einer anderen Methode arbeitet und im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

Der Nutzen des Programms GEO liegt in der Möglichkeit, seine Ergebnisse mit denen der neuen Programme zu vergleichen. Wegen der unterschiedlichen Methoden ist ein zuverlässiger Test gegeben.

2. Die Z-Programme

Die Z-Programme arbeiten nach dem Monte-Carlo-Prinzip (Zufallsprinzip): Über ein im Rechner vorhandenes Programm zur Erzeugung von Pseudozufallszahlen werden sowohl für die ^8Be -Kerne als auch für die daraus entstehenden α -Teilchen Zufallsrichtungen bestimmt. Anschließend wird geprüft, ob die α -Teilchen den Detektor erreichen und, der jeweiligen Geometrie entsprechend, gewisse Zusatzbe-

dingungen erfüllen.

Für eine Vielzahl von Detektorgeometrien wurden spezielle Programme entwickelt, die aber die wesentlichen Schritte gemeinsam besitzen.

a) Beschreibung der Z-Programme

Betrachtet wird ein ^8Be -Kern, der den Ursprung des Koordinatensystems (Target) verläßt und in zwei α -Teilchen zerfällt, die den Detektor erreichen sollen.

Im Programm werden sieben Schritte für einen solchen Vorgang durchlaufen:

1. Berechnung des Raumwinkelbereiches, in den versuchsweise ^8Be -Kerne "geschossen" werden.

Im einfachsten Fall kann dieser Bereich maximal (4π) gewählt werden. Dabei ist aber die Wahrscheinlichkeit dafür sehr gering, daß die α -Teilchen den Detektor treffen; es müssen viele Versuche unternommen werden, bis eine ausreichende Statistik erzielt wird. Durch eine Begrenzung des Versuchsraumwinkels kann die Rechenzeit bedeutend verringert werden. Im Programm sind Kugelkoordinaten φ und ϑ (z-Achse = Strahlachse) zugrunde gelegt. Die Raumwinkelbegrenzung schränkt also den φ - und den ϑ -Bereich ein. Die nötigen geometrischen Rechnungen sind je nach Detektorgeometrie oft langwierig, müssen aber in den Rechnungen nur einmal ausgeführt werden.

2. Erzeugung einer ^8Be -Zufallsrichtung innerhalb des durch 1 gegebenen Bereiches und Berechnung der ^8Be -Geschwindigkeit.
3. Erzeugung von Zufallsrichtungen für die entstehenden zwei α -Teilchen (in ihrem CM-System) und Berechnung ihrer Geschwindigkeiten.

Der im ersten Schritt eingeschränkte Raumwinkelbereich sei durch φ_1 und φ_2 sowie durch ϑ_1 und ϑ_2 gegeben (Fig. 11). Das Gebiet muß gleichmäßig mit ^8Be beschossen werden. Die Anzahl dn der Schüsse pro Raumwinkelelement $d\Omega$ muß also konstant sein: $dn/d\Omega = \text{const}$. Diese Bedingung muß auf die Koordinaten φ und ϑ umgerechnet werden:

$$dn/d\Omega = dn/(d\varphi \cdot \sin\vartheta \cdot d\vartheta) = \text{const} \quad (1)$$

$dn/d\Omega$ ist damit unabhängig von φ ; φ ist gleichverteilt und kann berech-

net werden mit:

$$\varphi = \varphi_1 + \text{RAN} \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (\text{RAN ist eine im Rechner vorhandene Pseudozufallsfunktion, die Zahlen zwischen 0 und 1 liefert.})$$

Die Bestimmung des anderen "Zufallswinkels" ϑ ist nicht so einfach. Zunächst ergibt sich aus (1):

$$dn/d\vartheta = \text{const} \cdot d\varphi \cdot \sin\vartheta$$

Betrachtet man ein Raumwinkelement mit der Winkelöffnung $d\varphi$ (Fig. 12), so beträgt die Anzahl der Schüsse im gesamten Bereich von ϑ_1 bis ϑ_2 :

$$n_{\text{ges.}} = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} dn = \text{const} \cdot d\varphi \cdot (\cos\vartheta_1 - \cos\vartheta_2)$$

Aus dieser Gesamtzahl wird ein zufälliger Wert n herausgegriffen:

$$n = \text{RAN} \cdot n_{\text{ges.}} = \text{RAN} \cdot \text{const} \cdot d\varphi \cdot (\cos\vartheta_1 - \cos\vartheta_2) \quad (2)$$

n muß aber auch einem zufälligen ϑ -Wert entsprechen (Fig. 12):

$$n = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta} dn = \text{const} \cdot d\varphi \cdot (\cos\vartheta_1 - \cos\vartheta) \quad (3)$$

Gleichsetzen von (2) und (3) ergibt schließlich:

$$\vartheta = \arccos \{ \cos\vartheta_1 - \text{RAN} \cdot (\cos\vartheta_1 - \cos\vartheta_2) \}$$

Auf diese Weise werden die Zufallsrichtungen in Schritt 2 und 3 bestimmt und anschließend über kinematische Formeln die ^8Be - und die α -Teilchen-Geschwindigkeiten berechnet. Zu beachten ist in Schritt 3, daß der gesamte Raumwinkel (4π) für die Zufallsrichtungen zur Verfügung steht, d.h.: $\varphi_1 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 360^\circ$, $\vartheta_1 = 0^\circ$, $\vartheta_2 = 180^\circ$.

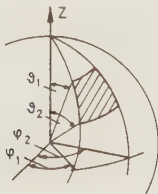


Fig. 11

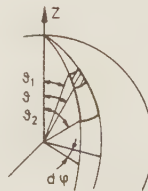


Fig. 12

4. Berechnung der Gesamtgeschwindigkeiten der α -Teilchen (vektorielle Addition der Geschwindigkeiten aus 2 und 3).

5. Schnitt der durch die Gesamtgeschwindigkeiten definierten Geraden mit der Ebene, in der die Detektoroberfläche liegt.
6. Prüfen, ob die Schnittpunktskoordinaten auf der Detektoroberfläche liegen.
7. Prüfen, ob mögliche Zusatzbedingungen erfüllt sind (z.B. müssen bei einer Koinzidenzmessung mit dem halbierten Detektor die zusammengehörigen α -Teilchen in verschiedene Hälften fallen).

Die sieben Schritte werden im Programm abgearbeitet und stellen einen "Versuch" dar (Schritt 1 wird nur beim ersten Versuch durchgeführt). Bei positivem Ergebnis in 6 und 7 liegt ein "Treffer" vor. Nach einer wählbaren Anzahl von Versuchen wird die Trefferwahrscheinlichkeit als Verhältnis von Treffern zu Versuchen gebildet. Der in 1 bestimmte Raumwinkelbereich ergibt nach Multiplikation mit der Trefferwahrscheinlichkeit den ^8Be -Raumwinkel.

Die ^8Be -Winkel aller Treffer werden addiert und durch die Gesamtzahl aller Treffer geteilt. Das entspricht dem mittleren Winkel, unter dem ^8Be identifiziert wird.

Weiter wird mit Hilfe des minimalen und des maximalen Winkels, die innerhalb aller Treffer auftreten, ein Winkelbereich angegeben: mittlerer Winkel mit Abweichungen.

Daneben wird die Verteilung des Raumwinkels auf die einzelnen Winkelbereiche (pro Grad) bestimmt und graphisch dargestellt. Die Halbwertsbreite dieser Verteilung gibt eine realistische kinematische Winkelverbreiterung an (Kap. IX,2), da die Randbereiche nur wenig zum Gesamtraumwinkel beitragen.

Im Ausdruck des Programms tritt das Verhältnis zum normalen geometrischen Raumwinkel auf. Dieser wird in einem Unterprogramm für geradlinig oder rund begrenzte Detektoren mit beliebigem Targetabstand exakt berechnet.

Besonders bei kleinen Detektorabständen zum Target ist eine genaue Raumwinkelberechnung nötig. Sie wird im folgenden für verschiedene Detektorgeometrien

beschrieben.

- a) Betrachtet wird eine kreisförmige Detektorfläche, die senkrecht auf der Verbindungslinie D zwischen Detektormittelpunkt und Target steht. Zunächst soll der Raumwinkel eines schmalen Streifens (Fig. 13a) bestimmt werden. Ein Flächenelement $dF = dx \cdot dy$ muß auf eine Ebene projiziert werden, die senkrecht auf d steht. Das zugehörige Raumwinkelement $d\omega'$ beträgt:

$$d\omega' = dx \cdot dy \cdot \cos \vartheta / d^2$$

Mit $d = D/\cos \vartheta$ und $y = \sqrt{D^2 \cdot \tan^2 \vartheta - x^2}$ ist $d\omega'$ nur noch von der Variablen ϑ abhängig (für den schmalen Streifen sind x und dx konstant):

$$d\omega' = \frac{dx}{D} \cdot \frac{\sin \vartheta \cdot d\vartheta}{\sqrt{\tan^2 \vartheta - x^2/D^2}}$$

Die Substitution $u = \cos \vartheta$ ermöglicht die Integration über den gesamten Streifen (Integral aus Br72, S.307, Nr.165). Man erhält so den Raumwinkel ω für den in Fig. 13a schraffierten Bereich:

$$(1) \quad d\omega = C \cdot \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{D^2 + x^2} \cdot dx \quad \text{mit } C = \frac{D}{\sqrt{D^2 + R^2}}$$

Aus (1) gewinnt man die Raumwinkel für die folgenden Detektorgeometrien.

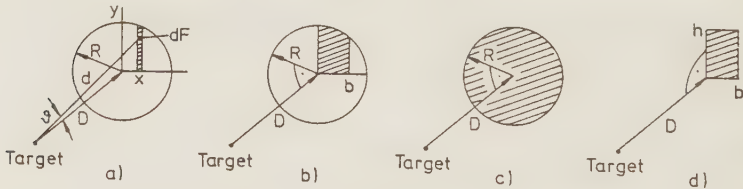


Fig. 13: Zur Berechnung der Raumwinkel

- b) Raumwinkel für Detektorflächen wie in Fig. 13b bestimmt man aus (1) durch Summation vieler Streifen. Die Substitution $x = R \cdot \cos \alpha$ und Integration (Integral aus We71, S. A139, Nr.343) ergibt den Raumwinkel:

$$(2) \quad \Delta\Omega = (\pi/2) + C \cdot \{ \arccos(b/R) - (\pi/2) \} - \arctan(C \sqrt{R^2 - b^2} / b)$$

- c) Kreisförmige Detektorflächen (Fig. 13c) bilden einen Raumwinkel, den man mit (2) berechnet ($x = R$, zusätzlich Faktor 4):

$$(3) \quad \Delta\Omega = 2\pi (1 - 1/\sqrt{1 + R^2/D^2})$$

d) Raumwinkel für rechteckig begrenzte Detektorflächen (Fig. 13d) ergeben sich aus (1) mit $R^2 = h^2 + x^2$, mit der Substitution $u = D^2 + x^2$ und Integration (Integral aus Br72, S.314, Nr.258):

$$(4) \quad \Delta\Omega = (1/2) \{ (\pi/2) + \arcsin \left(\frac{b^2 h^2 - D^2 (b^2 + D^2 + h^2)}{(D^2 + b^2) (D^2 + h^2)} \right) \}$$

Alle in dieser Arbeit vorkommenden Detektorgeometrien lassen sich auf die in Fig. 13b,c,d gezeigten Fälle zurückführen (z.B. ergibt eine Rechteckblende der Breite $2b$ und der Höhe $2h$ einen Raumwinkel, der dem vierfachen Wert des mit (4) berechneten Raumwinkels entspricht).

Die minimale und die maximale α -Energie, die bei allen erfolgreichen Versuchen auftreten, sind für die Wahl von Absorberfolien wichtig und werden ebenfalls ausgedruckt.

Schließlich soll ein Eindruck vermittelt werden, wie gut der ^8Be -Konus in den Detektor "paßt". Dazu erscheinen im Ausdruck der Öffnungswinkel des ^8Be -Konus sowie die Öffnungswinkel, die durch die Detektorblenden gegeben sind.

Im folgenden werden die beiden wichtigsten Z-Programme vorgestellt.

b) Das Programm ZR

Das Programm berechnet Raumwinkel für Detektoren in Ringdetektorgeometrie (Strahl geht durch ein zentrales Loch im Detektor).

Fig. 14 zeigt die allgemeine Geometrie, für die eine Berechnung möglich ist, jedoch können alle Größen bis auf RA gleich Null gesetzt werden. Die Horizontal- und Vertikalblenden sind unter Umständen für Ionisationskammern nötig, um die Folie abzustützen,

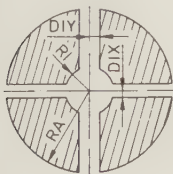


Fig. 14: Allgemeine Ringdetektorgeometrie (Detektorfläche schraffiert)

die den Gasraum abschließt. Fig. 15 zeigt als Beispiel einen Rechnerausdruck für einen halbierten Ringdetektor. Hier ist eine Vertikalblende nötig, um die Trennzone zwischen den Hälften auszublenden. Die Spalte "Raumwinkelabweichung" gibt den Unterschied zur ersten Zeile an. Außerdem werden die Schwankungen des Raumwinkels von Zeile zu Zeile graphisch dargestellt.

(Es sei darauf hingewiesen, daß die in der dritten Spalte angegebene Trefferwahrscheinlichkeit nicht dem Verhältnis vom ^8Be -Raumwinkel zum geometrischen Raumwinkel entspricht, da sie sich auf den Raumwinkel bezieht, in den versuchsweise geschossen wird (siehe 1. Schritt in der Beschreibung).)

LAB-12C-ENERGIE = 12.00 MEV
EX(160) = 0.00 MEV
TARGETABSTAND = 40.00 MM

HALBER VERTIKALSTEG = 0.00 MM
HALBER HORIZONTALSTEG = 0.00 MM
INNENRADIUS = 3.00 MM
AUSSENRADIUS = 7.50 MM

HALBIERTER DETEKTOR : 1
RUECKWAERTSWINKEL : 0

TREFFER	VERSUCHE	TREFFER- WAHRSCH.	CM-RAUMW. /10**(-6)	MITTL.CM- WINKEL/GRAD	RAUMW.- ABWEICH.
1046.	10000.	0.1046	33020.	9.60	0.
2073.	20000.	0.1036	32721.	9.61	-300.
3097.	30000.	0.1032	32589.	9.63	-431.
4087.	40000.	0.1022	32255.	9.65	-766.
5131.	50000.	0.1026	32395.	9.62	-625.
6157.	60000.	0.1026	32394.	9.61	-626.
7199.	70000.	0.1028	32466.	9.60	-555.
8269.	80000.	0.1034	32630.	9.56	-391.
9322.	90000.	0.1036	32698.	9.55	-323.
10342.	100000.	0.1034	32648.	9.53	-373.

LAB - RAUMWINKEL/10**(-6): 11090.

CM - WINKELBEREICH / GRAD : 9.53 + 8.58 -9.47
LAB - WINKELBEREICH / GRAD : 5.55 + 4.99 -5.51

RAUMWINKEL BETRAEGT 12.32% VOM GEOMETRISCHEN RAUMWINKEL

MINIMALE LAB-ALPHA-ENERGIE : 4.611 MEV
MAXIMALE LAB-ALPHA-ENERGIE : 6.757 MEV

LAB-OEFFNUNGSWINKEL / GRAD : 88E-KONUS: 10.44
AUSSENRADIUS-BLENDE: 21.24

CM-WINKEL/GRAD	CM-RAUMW. /10**(-6)
0 BIS 1	395.
1 BIS 2	767.
2 BIS 3	837.
3 BIS 4	982.
4 BIS 5	1266.
5 BIS 6	1591.
6 BIS 7	1863.
7 BIS 8	2361.
8 BIS 9	2926.
9 BIS 10	3289.
10 BIS 11	3709.
11 BIS 12	3798.
12 BIS 13	3280.
13 BIS 14	2346.
14 BIS 15	1875.
15 BIS 16	975.
16 BIS 17	322.
17 BIS 18	60.*
18 BIS 19	6.*

Fig. 15: Beispiel für einen Ausdruck des Programms ZR

c) Das Programm ZN

Das Programm berechnet Raumwinkel für Detektoren in "Normalgeometrie" (außerhalb der Strahlachse). Gegenüber dem Programm ZR ist hier die Begrenzung des Raumwinkels, in den versuchsweise geschossen wird, wesentlich komplizierter.

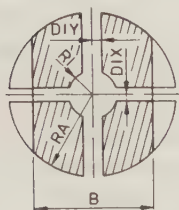


Fig. 16: Allgemeine Normalgeometrie (Detektorfläche schraffiert)

Durch eine vertikale Begrenzung der Detektoroberfläche (Fig. 16) kann die Winkelverbreiterung verringert werden. Dies wäre durch eine Verkleinerung der RA-Blende auch möglich, allerdings mit großem Raumwinkelverlust. Alle Größen bis auf RA können gleich Null gesetzt werden. Die Geometrie ist so allgemein gehalten, damit Berechnungen für z.B. Ringdetektoren durchführbar sind, die sich außerhalb der Strahlachse befinden.

d) Weitere Zufallsprogramme

Neben den Programmen ZR und ZN wurden weitere entwickelt, die alle nach dem beschriebenen Zufallsprinzip arbeiten. Sie spielten in der Planung eine Rolle, hatten aber für die Experimente keine Bedeutung (weil z.B. die Raumwinkel zu gering waren oder die berechneten α -Energien für eine Messung nicht ausreichten).

ZRO/ZNO: Raumwinkelprogramme zur ^8Be -Messung mit einem ortsempfindlichen Ringdetektor (in Ringdetektor- oder Normalgeometrie). Hier wird die Detektoroberfläche, die ortsempfindlich in radialer Richtung ist, durch eine Ringblende in zwei konzentrische Kreisinge geteilt. α -Teilchen werden in diesen Ringen durch Koinzidenz nachgewiesen.

Eine Identifikation kann auch durch einen Ringdetektor und einen dahinter stehenden normalen Detektor erreicht werden. Die durch das Loch fliegenden α -Teilchen werden im normalen Detektor in Koinzidenz mit den zugehörigen α -Teilchen im Ringdetektor gemessen.

ZNR: wie Programm ZN, nur statt Begrenzung durch runde Blenden hier Begrenzung durch Rechteckblenden.

Z2: Programm für 2 Detektoren mit kreisförmigen Blenden, die α -Teilchen in Koinzidenz messen.

e) Test der Z-Programme

Obwohl alle Programme eingehend geprüft wurden, sei hier nur auf Tests der Programme ZR und ZN hingewiesen.

Test durch extreme Randbedingungen

Nullsetzen der α -Geschwindigkeiten (im CM-System der beiden α -Teilchen) oder sehr große Einschüßenergien lassen den Öffnungswinkel des ^8Be -Konus verschwinden oder sehr klein werden. Damit liegt ein "normales" Problem vor; die Programme müssen dann 100 % vom normalen geometrischen Raumwinkel liefern bzw. 0 %, wenn ein geteilter Detektor vorausgesetzt wird.

In Fig. 17 sind die Raumwinkelverhältnisse für beide Fälle gegen den Öffnungswinkel des ^8Be -Konus dargestellt (für Programm ZR).

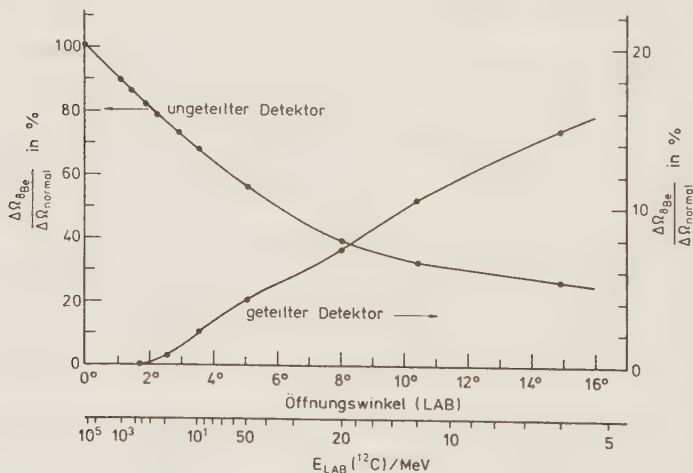


Fig. 17: Test des Programms ZR durch extreme Randbedingungen

Der Öffnungswinkel wird durch Erhöhung der Einschüßenergie verkleinert. Die Kurven sind gerechnet für: Targetabstand = 40 mm, Trennsteg (2DIY) = 1.2 mm, Blendenradien RI = 3 mm, RA = 7.5 mm.

Der Trennsteg wird vom Target aus unter einem Winkel von 1.7° gesehen. Bei gleichgroßem Öffnungswinkel des ^8Be -Konus muß im geteilten Fall der Raumwinkel verschwinden.

Die Kurven in Fig. 17 bestätigen sehr gut den erwarteten Verlauf.

In Fig. 18 sind Ergebnisse des Programms ZN dargestellt (Detektor unter 30° (LAB), Vertikalblende $B = 10$ mm). Die Kurve für den geteilten Detektor zeigt ein deutliches Maximum, weil der ^8Be -Konus von etwa 12° gut in den Detektor "paßt".

In Fig. 17 für Ringdetektorgeometrie liegt ein entsprechendes Maximum bei größeren Öffnungswinkeln, da durch die fehlende Vertikalblende die Detektoröffnung größer ist.

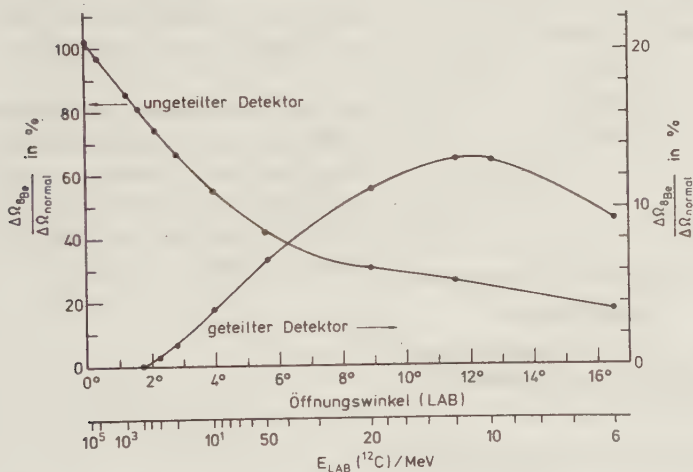


Fig. 18: Test des Programms ZN durch extreme Randbedingungen

Vergleich mit dem Programm GEO

Damit verschiedene Fälle getestet werden konnten, wurde bei festen Detektorblenden (Innenradius = 2.5 mm, Außenradius = 5 mm) die Abhängigkeit des Raumwinkels vom Abstand des Detektors zum Target untersucht. Mit den Abständen ändert sich die "Ausleuchtung" des Detektors durch den ^8Be -Konus sehr stark.

In Fig. 19 ist der mit dem Programm ZR berechnete Raumwinkel für einen nichtgeteilten Detektor als ausgezogene Kurve dargestellt.

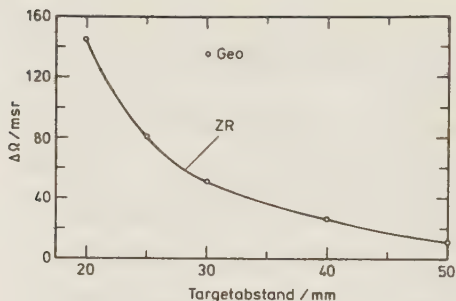


Fig. 19: Vergleich von Raumwinkelberechnungen mit den Programmen ZR und GEO

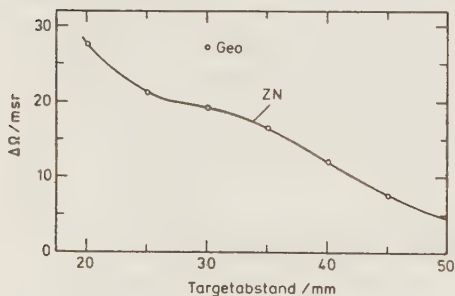


Fig. 20: Vergleich von Raumwinkelberechnungen mit den Programmen ZN und GEO

Mit dem Programm GEO ermittelte Werte liegen auf dieser Kurve; es treten Abweichungen im Raumwinkel (und im mittleren Winkel) von weniger als 1 % auf.

Fig. 20 zeigt als ausgezogene Kurve die Raumwinkel für einen halbierten Detektor unter 30° (LAB), berechnet mit dem Programm ZN. Auch hier liegen die vom Programm GEO gelieferten Werte auf dieser Kurve mit Abweichungen von höchstens 2 %.

Da die Z-Programme und das Programm GEO nach unterschiedlichen Methoden arbeiten, sprechen die übereinstimmenden Ergebnisse für die Richtigkeit beider Verfahren.

Überprüfung durch Experimente

Ein halbiertter Ringdetektor wurde auf eine fahrbare Halterung montiert. Der Raumwinkel konnte durch verschiedene Abstände des Detektors zum Target verändert werden. Die auf einen Monitor normierte ^8Be -Zählrate muß (bei gleicher Einschüßenergie und konstantem mittlerem Winkel, d.h. bei gleichem Wirkungsquerschnitt) dem Raumwinkel proportional sein. Auch dieser Test verlief zufriedenstellend (Details siehe Kap. VII,2).

Die Z-Programme berücksichtigen eine Vielzahl verschiedener geometrischer Anordnungen. Bei gleicher Genauigkeit reduzieren sich die Rechenzeiten gegenüber denen des Programms GEO auf 20 % und

weniger. Außerdem kann (bei groben Untersuchungen in der Planungsphase) die Rechnung jederzeit abgebrochen werden, wenn eine ausreichende Genauigkeit vorliegt (siehe Fig. 15, z.B. nach 20000 Versuchen, d.h. nach der zweiten Zeile).

V. Berechnung von Energieverlusten

In den Messungen dieser Arbeit wurden verschiedene Absorberfolien verwendet. Bei Experimenten mit Halbleiterdetektoren sollen Folien aus Metall oder Kunststoff elastisch gestreute ^{12}C -Kerne absorbieren; Messungen mit Ionisationskammern erfordern außerdem Folien, die den Gasraum abschließen. Das Zählgas stellt einen weiteren Absorber dar.

Für die niederenergetischen α -Teilchen aus dem ^8Be -Zerfall besteht die Gefahr, noch vor dem Detektor gestoppt zu werden. Die α -Energien verändern sich mit der ^{12}C -Einschußenergie sowie im Bereich des Detektoröffnungswinkels sehr stark. Da außerdem eine energetische Trennung von Protonen und α -Teilchen aus anderen Reaktionen erforderlich ist, sind die Verhältnisse sehr unübersichtlich. Die komplexen Probleme konnten durch ein Rechenprogramm gelöst werden.

Kernstück ist ein Unterprogramm, das bei vorgegebener Eintrittsenergie eines Teilchens in einen Absorber aus tabellierten Energieverlustdaten (No70) die Austrittsenergie berechnet.

Der Energieverlust pro Weglänge $-dE/dx$ hängt von der Energie E ab, mit der ein Teilchen den Absorber durchläuft:

$$-dE/dx = f(E) \quad (1)$$

Das Programm arbeitet mit tabellierten Wertepaaren $y; E$ ($y = -dE/dx$).

Im Vergleich zu den erwarteten Energieverlusten liegen die Wertepaare dicht genug, um einen linearen Verlauf zwischen zwei Paaren anzunehmen (Fig. 21).

Für $f(E)$ zwischen den Punkten gilt:

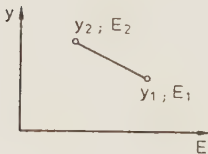


Fig. 21: Energieverlust als Funktion der Energie

$$f(E) = y_1 + m(E - E_1) \quad \text{mit } m = \frac{y_2 - y_1}{E_2 - E_1}$$

eingesetzt in (1):

$$-dE/dx = y_1 + m(E - E_1)$$

$$-dE/\{y_1 + m(E - E_1)\} = dx$$

Integration über den gesamten Bereich zwischen den Punkten ergibt:

$$d = (-1/m) \cdot \ln(y_2/y_1) \quad (2)$$

Im Programm wird die Dicke d berechnet, die dem Energieverlust zwischen zwei Punkten entspricht (der Punkt für die Eintrittsenergie wird interpoliert). Dabei wird die Dicke D des Absorbers Schritt für Schritt um die ermittelten d -Werte auf D' vermindert.

Im Laufe der Rechnungen können zwei Fälle auftreten:

1. Bei einer Restdicke D' ist das Wertepaar mit der kleinsten tabellierten Energie (12.5 keV pro atomarer Masseneinheit) erreicht. Das Teilchen wird gestoppt, sein Energieverlust ist also gleich der Eintrittsenergie in die Folie.
2. Die für den Energieverlust zwischen zwei Punkten $y_1; E_1$ und $y_2; E_2$ nötige Dicke d ist größer als die noch vorhandene Restdicke D' . Aus (2) erhält man durch Umstellen mit $d = D'$, $y_2 = y_1 + m(E_{\text{aus}} - E_1)$:

$$E_{\text{aus}} = (y_1/m) \cdot (e^{-md} - 1) + E_1 \quad \text{mit } m = \frac{y_2 - y_1}{E_2 - E_1}$$

E_{aus} ist die Austrittsenergie des Teilchens nach dem Absorber; der gesamte Energieverlust beträgt $E - E_{\text{aus}}$ (E = Eintrittsenergie).

Das Programm EK (Energieverlust für Ionisationskammern) benötigt als Eingabewerte die ^{12}C -Einschussenergie, den durch die Detektoröffnung gegebenen Winkelbereich, den Gasdruck (für Argon) sowie das Absorbermaterial (Nickel und/oder Mylar).

Im allgemeinen Fall liegt eine Kammer mit zwei hintereinanderliegenden Ionisationsgebieten der Länge L_1 und L_2 vor, an die sich ein Halbleiterdetektor anschließt. Im Einzelfall setzt man z.B. $L_1 = L_2 = 0$, wenn ausschließlich ein Halbleiterdetektor verwendet wird.

In Fig. 22 ist ein allgemeines Berechnungsbeispiel dargestellt. Im Programm wird die nötige Folienkombination zur Absorption der elastisch gestreuten ^{12}C -Teilchen bestimmt. Weiterhin werden die im gesamten Winkelbereich auftretenden schnellsten und langsamsten α -Teilchen ermittelt und ihre Energien vor den einzelnen Gebieten berechnet (vor dem Absorber, vor L_1 , vor L_2 , vor dem Detektor).

Dann wird der ^8Be -Energieverlust bestimmt: aus der Vielzahl möglicher zusammengehöriger α -Teilchen werden die beiden Paare gesucht, die in jedem Abschnitt einen maximalen und einen minimalen Energieverlust erleiden.

LAB-12C-ENERGIE : 12.00 MEV
 LAB-WINKELBEREICH : 5.00 GRAD BIS 10.00 GRAD
 NORMAL-(1) ODER RINGOET.GEOMETRIE(0) : 0
 AR - DRUCK : 200.0 MBAR
 KAMMERLAENGE L1 : 22.0 MM
 KAMMERLAENGE L2 : 22.0 MM
 ABSORBERDICKE /10*(-6)M : NI: 2.04 + MYLAR: 7.5
 ENERGIEN /MEV :

	VOR ABS.	VOR L1	VOR L2	VOR DE1.
LANGS.BE-ALPHA	4.609	2.228	1.444	0.145
SCHN. BE-ALPHA	6.760	5.170	4.802	4.165

	DE1MIN	DE1MAX	ZUG.DE2-WERTE	ZUG.E-WERTE
BBC:	0.932	1.164	1.059	1.319
AM : 5.488	0.507	0.517	0.590	0.605
TH1: 8.785	0.286	0.289	0.293	0.297
TH2: 6.050	0.426	0.433	0.467	0.476

DELTA-E BZW.
 DELTA-E1/MEV

1.16!
 1.13!
 1.10!
 1.07!
 1.04!
 1.01!
 0.98!
 0.95!
 0.92!
 0.89!
 0.86!
 0.83!
 0.80!
 0.77!
 0.74!
 0.70!
 0.67!
 0.64!
 0.61!
 0.58!
 0.55!
 0.52!
 0.49!
 0.46!
 0.43!
 0.40!
 0.37!
 0.34!
 0.31!
 0.28!
 0.25!
 0.21!
 0.18!
 0.15!
 0.12!
 0.09!
 0.06!
 0.03!
 0.00!

0 0.33 0.66 0.99 1.32 E BZW. DELTA-E2/MEV

Fig. 22: Beispiel für einen Ausdruck des Programms EK

Im Beispiel (Fig. 22) wird auf diese Weise die auftretende Energieverbreiterung im ersten Ionisationsgebiet (L1) berechnet: DE1MIN und DE1MAX. Anschließend werden die von den gerade betrachteten Teilchen erlittenen Energieverluste im zweiten Gebiet (L2) (zugehörige DE2-Werte) sowie die zugehörigen Restenergien (E-Werte) bestimmt.

Weiter ermittelt das Programm die Energieverlustwerte der α -Teilchen zweier Präparate (^{241}Am und Th C). Diese Werte werden zur Energieeichung benötigt. Als störende Teilchen treten Rückstoßprotonen der Reaktion $p(^{12}\text{C}, p)^{12}\text{C}$ auf (Wassergehalt des Targets) sowie Protonen und α -Teilchen aus den Reaktionen $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ und $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$. Die Verluste der zwanzig energiereichsten Protonen und α -Teilchen dieser Reaktionen werden ebenfalls berechnet und können wahlweise ausgedruckt werden (in Fig. 22 nicht gezeigt).

Abschließend werden die Rechnungen graphisch zweidimensional dargestellt, im Beispiel ΔE_1 gegen ΔE_2 . Dabei begrenzen die beiden Symbole "B" die Ausdehnung des " ^8Be -fleckes" im Energiespektrum.

Daneben bedeutet im Ausdruck: "4" und "1" α -Teilchen und Protonen der erwähnten Störreaktionen, "R" Rückstoßprotonen, "A" α -Teilchen des Präparates ^{241}Am (Linie mit $E_\alpha = 5.488 \text{ MeV}$) und "T" α -Teilchen aus dem Zerfall des Th C.

Dabei tritt eine Doppellinie mit $E_\alpha = 6.05 \text{ MeV}$ des Zerfalls von Th C (^{212}Bi) in Th C" (^{208}Tl) auf sowie eine weitere Linie mit $E_\alpha = 8.79 \text{ MeV}$. Diese stammt aus dem Zerfall des Th C' (^{212}Po) in Th D (^{208}Pb). (Th C' entsteht aus Th C durch β -Zerfall.)

Ähnlich wie EK arbeitet auch das Programm EHR, das Energieverluste berechnet, die für koinzidente α -Teilchen in Experimenten mit dem halbierten Ringdetektor auftreten:

Die Energien zusammengehöriger α -Teilchen werden in den Z-Programmen ermittelt. EHR berechnet für die Teilchen die Energieverlustwerte in Nickelfolien und stellt die Restenergien graphisch dar (Energie in einer Detektorhälfte gegen Energie in der anderen Hälfte). Dies entspricht auch der Bildschirmdarstellung während der Messung und der Graphik im Auswerteprogramm (Kap. IX,2), so daß Vorhersagen und Erklärungen der experimentellen Ergebnisse möglich sind.

VI. Vorbereitende Messungen

In diesem Kapitel werden Untersuchungen vorgestellt, die unter Berücksichtigung der vorhandenen verschiedenartigen Detektoren Aufschluß über die günstigste Meßmethode gaben.

Alle Experimente dieser Arbeit wurden am Dynamitron-Tandem-Beschleuniger der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt. Eine Sputterquelle erzeugte C^- -Ionen, die vom Gasstripper auf Ladungszustände von 3^+ oder 4^+ (je nach Einschußenergie) gebracht wurden. In den Messungen wurden selbsttragende ^{12}C -Targets (Massenbelegung zwischen 10 und 20 $\mu g/cm^2$) verwendet. Ein um das Target angebrachter Kupferkasten diente als Kühlfalle. Der mit flüssigem Stickstoff gekühlte Kasten sollte Kohlenstoffablagerungen auf dem Target verhindern.

Zur Strahlnormierung wurden Monitore unter 45° und 60° (LAB) benutzt. Auf der Strahlachse angeordnete Ringdetektoren oder Ringdetektorteleskope wurden über Kupferlitze mit einer Kühlmaschine auf etwa $-30^\circ C$ gekühlt. Dadurch konnte eine Erwärmung durch den Strahl vermieden werden; außerdem wurde eine Verbesserung der Energieauflösung erzielt. Am Ausgang der Streukammer wurde mit einem Faraday-Becher der Ladungsstrom gemessen.

Fig. 23 zeigt einen schematischen Meßaufbau.

Schematischer Meßaufbau

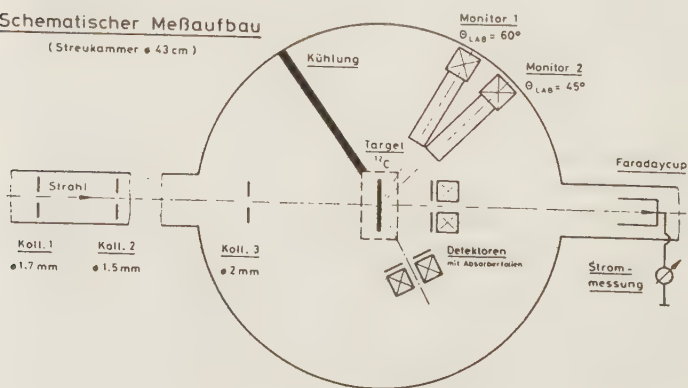


Fig. 23

Die Monitore waren über Vor- und Hauptverstärker mit dem Analog-Digital-Wandler eines Vielkanalanalysators verbunden. (Die Elektronik der ^8Be -Detektoren wird später beschrieben.) Die von den Analysatoren gesammelten Daten wurden in die Rechenanlage übertragen.

1. ΔE -E-Messung mit einem Ringdetektorteleskop

Das Teleskop besteht aus einer koaxialen Ionisationskammer (ΔE -Detektor) und einem Halbleiterringdetektor (E-Detektor) (Ma79). Der Beschleunigerstrahl tritt durch ein zentrales Messingröhrchen, das als Kammeranode dient und von einem Kupferzylinder als Kathode umgeben ist. Anode und Kathode sind gasdicht von den Wänden der Kammer umhüllt. Eine Kaptonfolie an der Stirnseite der Kammer dichtet den Gasraum an der inneren Röhrchenblende und an der Außenblende durch O-Ringe ab und dient als Eintrittsfenster für die zu messenden Teilchen. Als Zählgas wurde ein Argon- CF_4 -Gemisch (90/10) im Durchfluß bei Drücken zwischen 107 und 200 mbar (80 und 150 Torr) verwendet. Einzelheiten der Messung sind in Tabelle 2 aufgeführt.

Energie (CM): 5.0 - 5.9 MeV

Ladungsstrom (Faraday-Becher): maximal 2 μA

Detektoren: ΔE -Ionisationskammer (koaxial)

Anodenröhrchen 2.2 mm ϕ innen, 3.3 mm ϕ außen

Kathodenzylinder 21 mm ϕ innen, 20 mm Länge

Zählgas: Argon/ CF_4 (90/10), 107 - 200 mbar
(80 - 150 Torr)

E-Halbleiterringdetektor

300 mm² Fläche, 300 μm Dicke

Absorber: 7.5 μm Kapton + 2.54 μm Nickel

^8Be -Raumwinkel (CM) = 12.1 - 11.7 msr

mittlerer ^8Be -Winkel (CM) = $11.7^\circ \pm 2.5^\circ$

Monitor: 100 mm² Fläche, 100 μm Dicke

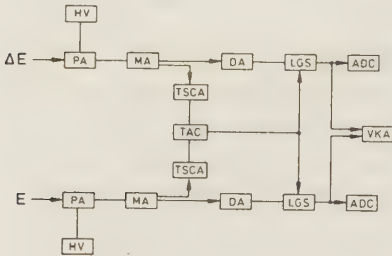
^{12}C -Raumwinkel (CM) = 15.35 μsr

mittlerer ^{12}C -Raumwinkel (CM) = 120°

Targets: 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Massenbelegung

Tab. 2: Einzelheiten der ΔE -E-Messung mit einem Ringdetektorteleskop

Fig. 34 zeigt das Blockschaltbild der Meßelektronik. Die aus den Hauptverstärkern kommenden unipolaren ΔE - und E-Impulse werden so lange verzögert, bis im Zeitkreis eine Koinzidenz festgestellt ist.



HV Hochspannungsversorgung
PA Vorverstärker
MA Hauptverstärker
TSCA schneller Einkanaldiskriminator
TAC Zeit-Impulshöhen-Wandler
DA Verzögerungsstufe
LGS Lineares Tor
ADC Analog-Digital-Wandler
VKA Vielkanalanalysator

Fig. 24: Blockschaltbild der Meßelektronik

Im Zeitkreis werden die schnellen bipolaren Ausgangssignale der Hauptverstärker über Einkanaldiskriminatoren (TSCAs) in einen Zeit-Impulshöhen-Wandler (TAC) gegeben. Fällt die Zeitdifferenz zwischen den beiden Signalen in ein gesetztes Zeitfenster, so formt der TAC ein Zeitsignal, welches die linearen Tore (LGSs) öffnet.

Die koinzidenten ΔE - und E-Signale gelangen dann in Analog-Digital-Wandler (ADCs). Auf dem Bildschirm eines Vielkanalanalysators (VKA) werden die beiden Signale zweidimensional dargestellt (ΔE -E-Spektrum). Die TSCAs gestatten es, auf die ΔE - und E-Signale Energiefenster zu setzen.

In Fig. 25 ist ein berechnetes zweidimensionales Spektrum (Programm EK) dargestellt. (Zweidimensionale Spektren wurden während der Messung beobachtet, aber nicht abgespeichert.) Gemessene ΔE - und E-Spektren als Einzelspektren (Projektion der zweidimensionalen Darstellung mit einem Fenster auf der ^8Be -Linie) sind ebenfalls abgebildet.

Die Trennung der ^8Be -Ereignisse von denen störender anderer Teilchen ist sehr empfindlich vom Gasdruck der Ionisationskammer abhängig. Zwar kann dieser grob berechnet werden; er muß jedoch für eine optimale Trennung während des Experiments noch variiert werden. Damit ist immer ein Zeitverlust verbunden, da nach einer

2. ΔE -Messung mit einer Ionisationskammer

Wie in 1 wurde eine zylindrische Kammer verwendet, die aber mit einem Kathodenzyylinder von 64 mm ϕ größere Raumwinkel ermöglicht (Dr84). Einzelheiten der Messung sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Energie (CM): 4.9 - 5.75 MeV

Ladungsstrom (Faraday-Becher): maximal 5 μA

Detektor: Ionisationskammer (koaxial)

Anodenröhrchen 3.4 mm ϕ innen, 4.0 mm ϕ außen

Kathodenzyylinder 64 mm ϕ , 44 mm Länge

Zählgas: Argon/ CF_4 (90/10), 333 - 533 mbar
(250 - 400 Torr)

Absorber: 7.5 μm Kapton + 1.52 μm Nickel

8Be -Raumwinkel (CM) = 53.1 - 56.4 msr

mittlerer 8Be -Winkel (CM) = $7.6^\circ \pm 4.0^\circ$

Monitor: 100 mm² Fläche, 100 μm Dicke

^{12}C -Raumwinkel (CM) = 14.63 μsr

mittlerer ^{12}C -Winkel (CM) = 90°

Targets: 10 $\mu g/cm^2$ Massenbelegung

Tab. 3: Einzelheiten der Messung mit der großen Ionisationskammer

Die Kammer wurde als ΔE -Detektor (ohne E-Detektor) benutzt. Die aus dem 8Be -Zerfall stammenden α -Teilchen, die die Kammer quasi gleichzeitig durchlaufen, erzeugen einen Impuls, der der Summe ihrer Energieverlustwerte entspricht.

Der Arbeitsdruck des Zählgases kann so hoch gewählt werden, daß das energieärmste α -Teilchen (α_1) aus dem 8Be -Zerfall mit der Energie E_{α_1} in der Kammer gerade noch gestoppt wird. Im Energiespektrum entsteht durch den zusätzlichen Energieverlustwert ΔE_{α_s} des zugehörigen energiereicheren α -Teilchens (α_s) eine Linie, die der Energie $E_{\alpha_1} + \Delta E_{\alpha_s}$ entspricht. Diese 8Be -Linie ist somit von den Linien störender α -Teilchen der Reaktion $^{12}C(^{12}C, \alpha)^{20}Ne$ getrennt, deren Verlustwerte (die mit wachsenden Teilchenenergien abnehmen) höchstens E_{α_1} betragen können.

Fig. 26 zeigt im ersten Teil einen zweidimensionalen Rechnerausdruck (Programm EK), der die Energieverlustwerte der Teilchen in

Die breite ^8Be -Linie (Kanal 700 - 1000) liegt vor den Zählraten störender α -Teilchen unterhalb von Kanal 700. (Protonen erleiden nur kleine Energieverluste, schwere Teilchen werden in Folien absorbiert.)

Der Vorteil der Meßmethode liegt in der einfachen Elektronik; die Kammersignale werden über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker und einen Hauptverstärker auf ein ADC gegeben.

Weiterhin kann dank des Kathodenzyllinders von 64 mm $\varnothing$ ein großer Raumwinkel erreicht werden.

Bei kleineren ^8Be -Energien wird die ^8Be -Linie jedoch immer breiter; außerdem wird die Trennung von störenden α -Teilchen schlechter, auch wenn optimaler Druck in der Kammer herrscht.

Daher ist die Meßmethode für Messungen unter größeren Winkeln (mit kleiner ^8Be -Energie) im hier untersuchten Energiebereich nicht geeignet.

3. Messung mit einem "halbierten" Halbleiterringdetektor

Die α -Teilchen aus dem ^8Be -Zerfall liegen innerhalb eines Konus, dessen Schnittfläche mit der Detektorebene näherungsweise kreisförmig ist (Kap. IV,1). Daher sind Detektoren mit kreisförmiger Oberfläche am günstigsten für einen optimalen Raumwinkel. Fletcher et. al. (F176) benutzten einen in elektrische Hälften geteilten kreisförmigen Halbleiterdetektor ("halbierter" Detektor) zur Identifikation von ^8Be mit höheren Energien. Zusammengehörige α -Teilchen werden durch eine Koinzidenzschaltung zwischen den beiden unabhängigen Hälften von störenden anderen Teilchen getrennt.

In der vorliegenden Arbeit wird erstmals ein halbierter Detektor verwendet, der als Ringdetektor angefertigt wurde (Firma Ortec) und somit auch Messungen nahe 0° ermöglicht.

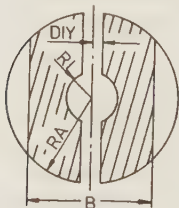


Fig. 27: Detektorfläche (schraffiert)

Der Detektor ist mit einem Röhrchen (durch das der Strahl geführt werden kann), einer Innen- und einer Außenblende sowie einem Mittelsteg (zur Ablendung der etwa 1 mm breiten Trennzone zwischen den Hälften) versehen. Zusätzlich kann eine Vertikalblende der Öffnungsweite B die Fläche begrenzen (Verbesserung der Auflösung) (Fig. 27).

In einer Messung nahe 0° (Tabelle 4) wurde eine Anregungsfunktion aufgenommen.

Energie (CM): 5.4 - 6.2 MeV

Ladungsstrom (Faraday-Becher): maximal 2 μA

Detektor: halbiertes Halbleiterringdetektor

300 mm² Fläche, 300 μm Dicke

Absorber: 5.84 μm Nickel

^8Be -Raumwinkel (CM) = $22.8 - 20.6$ msr

mittlerer ^8Be -Winkel (CM) = $10.7^\circ + 4.1^\circ$
 $- 2.9^\circ$

Monitor: 100 mm² Fläche, 100 μm Dicke

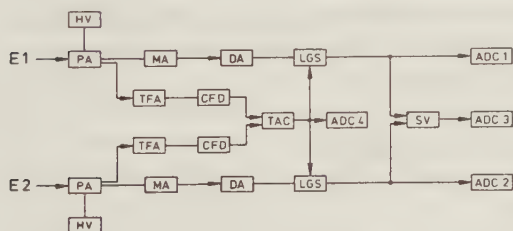
Raumwinkel nicht bekannt

mittlerer ^{12}C -Winkel (CM) = 60°

Targets: 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Massenbelegung

Tab. 4: Einzelheiten einer Messung nahe 0° mit einem halbierten Halbleiterringdetektor

Der elektronische Meßaufbau ist in Fig. 28 gezeigt.



TFA schneller Filterverstärker
 CFD Constant-Fraction-Discriminator
 SV Summationsverstärker
 (sonst wie Fig. 24)

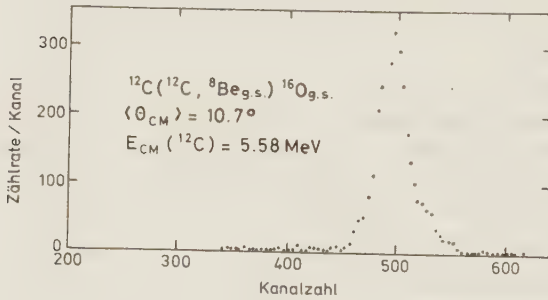
Der Zeitkreis, bestehend aus schnellen Filterverstärkern (TFAs), Constant-Fraction-Discriminatoren (CFDs) und einem Zeit-Impulshöhen-Wandler (TAC),

Fig. 28: Blockschaltbild der Meßelektronik

stellt koinzidente Ereignisse fest. Das TAC-Ausgangssignal öffnet die Torschaltungen für die Energiesignale. Diese werden in einem Summationsverstärker addiert und anschließend in ein ADC weitergeleitet. Dadurch erhält man im Energiespektrum eine Linie, die der ^8Be -Energie entspricht (Summe der Energien zusammengehöriger α -Teilchen).

Daneben werden die Energiesignale sowie das TAC-Ausgangssignal jeweils direkt in ein ADC geführt.

Fig. 29 zeigt ein gemessenes Summen-Energiespektrum (ADC3).



Die Energiespektren von ADC1 und ADC2 enthalten die der Koinzidenz unterworfenen Signale der Einzelhälften. Hier bilden die α -Energien einen breiten "Berg", weil Energien im Bereich von E_{α_1} bis E_{α_s} vorkommen können. Der In-

Fig. 29: Summen-Energiespektrum

halt dieser Linie muß aber dem Inhalt der ^8Be -Linie (ADC3) entsprechen.

Der mit dem geteilten Ringdetektor erzielte Raumwinkel liegt etwa zwischen den Raumwinkeln von kleiner und großer Ionisationskammer (siehe Abschnitt 1 und 2) bei vergleichbaren Werten des mittleren Winkels und der Winkelverbreiterung.

Das Verhalten des geteilten Ringdetektors bei kleinen ^8Be -Energien wurde in einer Messung nahe 90° (CM) untersucht (Tabelle 5; elektronischer Meßaufbau wie in Fig. 28).

Energie (CM): 6.25 - 7.0 MeV

Ladungsstrom (Faraday-Becher): maximal 1.1 μA

Detektor: halbierter Halbleiterringdetektor (wie in Tab. 4)

Absorber: 3 μm Tantal

^8Be -Raumwinkel (CM) = 5.4 - 4.4 msr

mittlerer ^8Be -Winkel (CM) = $89.7^\circ \pm 2.4^\circ$

Monitor: 100 mm^2 Fläche, 100 μm Dicke

^{12}C -Raumwinkel (CM) = 8.35 μsr

mittlerer ^{12}C -Winkel (CM) = 120°

Targets: 12 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Massenbelegung

Tab. 5: Einzelheiten einer Messung nahe 90° (CM) mit einem halbierten Halbleiterringdetektor

Der Vorteil der Messung mit dem geteilten Ringdetektor gegenüber der ΔE -E-Messung liegt darin, daß im TAC-Spektrum nur die ^8Be -

Ereignisse auftreten. Damit liefert der ^8Be -Zeit-Peak des TAC-Spektrums von ADC4 zusätzlich zu den Energiespektren der ADCs 1, 2 und 3 die ^8Be -Zählrate. Fig. 30 zeigt ein TAC-Spektrum der 90° -Messung. (Die Linienstruktur wird im nächsten Kapitel erklärt.)

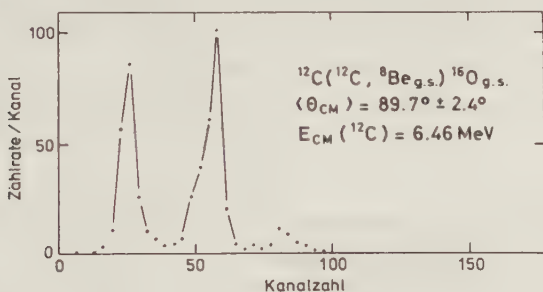


Fig. 30: TAC-Spektrum einer Messung nahe 90° (CM)

Der Vergleich der in 1, 2 und 3 beschriebenen Meßmethoden zeigt die Vorteile des geteilten Ringdetektors:

Die ^8Be -Zählrate kann sowohl aus den drei Energiespektren (zwei Spektren der Einzelhälften, ein Summen-Energiespektrum) als auch aus dem TAC-Spektrum gewonnen werden. Zusätzlich können die Energiesignale aus den Einzelhälften zweidimensional auf einem Bildschirm dargestellt werden. Durch diese verschiedenen Möglichkeiten der Zählratenbestimmung sind auch dann noch Auswertungen durchführbar, wenn z.B. die eindimensionalen Energiespektren gestört sind.

Die weiteren Messungen wurden darum mit dem halbierten Ringdetektor ausgeführt.

VII. Konkurrenzreaktionen

Die ^8Be -Identifikation beruht auf der Messung der beiden α -Teilchen aus dem ^8Be -Zerfall. Als Restkern tritt ^{16}O auf. Es sind aber zwei weitere Reaktionen möglich, die zu den gleichen Teilchen führen wie die bisher betrachtete Reaktion (Fig. 31):

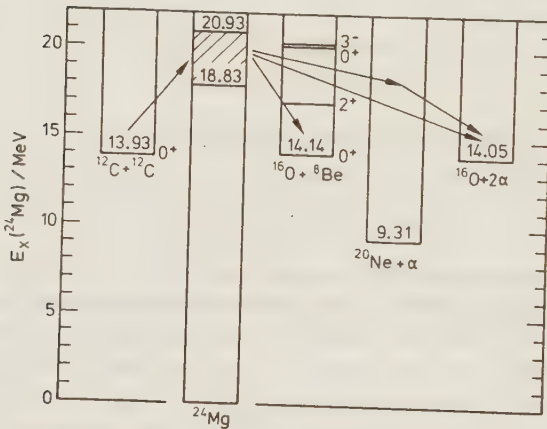


Fig. 31: Der Compoundkern ^{24}Mg mit speziellen Ausgangskanälen

Die wesentlichen Messungen dieser Arbeit (Kap. VIII) wurden mit einem halbierten Ringdetektor durchgeführt, der die α -Teilchen in Koinzidenz zwischen den Hälften nachweist. Mit diesem Verfahren wurden auch die drei konkurrierenden Prozesse untersucht.

1. Raumwinkelbetrachtungen

Während im Kapitel IV Raumwinkelüberlegungen für den ^8Be -Zerfall vorgestellt worden sind, sollen jetzt die Raumwinkel für die beiden anderen Prozesse grob abgeschätzt werden, ohne daß auf komplizierte Phasenraumbetrachtungen eingegangen wird.

Ein Raumwinkel $\Delta\Omega$ (LAB) sei durch eine Detektorhälfte (Fläche F , Abstand D zum Target) festgelegt. Die Wahrscheinlichkeit für jedes der beiden α -Teilchen, eine Hälfte zu treffen, ist dann:

$$W = \Delta\Omega / (4\pi)$$

Die Gesamtwahrscheinlichkeit dafür, daß ein Teilchen die eine und das zugehörige zweite Teilchen die andere Hälfte erreicht, beträgt:

$$W_g = W^2 \cdot 2 \quad (\text{Faktor 2, weil Teilchen vertauschbar sind})$$

Der Gesamttraumwinkel $\Delta\Omega_g$ ergibt sich durch Multiplikation mit 4π :

$$\Delta\Omega_g = W^2 \cdot 2 \cdot 4\pi = \Delta\Omega^2 / (2\pi) \quad (1)$$

Mit $\Delta\Omega \approx F/D^2$ erhält man:

$$\Delta\Omega_g \approx F^2 / (D^4 \cdot 2\pi)$$

Vergleicht man $\Delta\Omega_g$ mit dem "normalen" Raumwinkel $\Delta\Omega_n \approx 2F/D^2$ einer Zweiteilchenreaktion, so ergibt sich:

$$\Delta\Omega_g \approx \Delta\Omega_n^2 / (8\pi)$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Detektorgeometrien gilt stets: $\Delta\Omega_n \ll 1$ ($2F \ll D^2$). Damit ist der Raumwinkel der beiden betrachteten Prozesse wesentlich kleiner als der "normale" Raumwinkel.

2. Experimenteller Raumwinkelvergleich der Konkurrenzreaktionen

Durch eine besondere Blendengeometrie des halbierten Ringdetektors kann der ^8Be -Zerfall von den beiden anderen Prozessen unterschieden werden.

Der Detektor wurde unter einem Winkel von 43.5° fahrbar montiert, so daß sein Abstand vom Target verändert werden konnte.

Die kühlbare Detektorhalterung befand sich auf einem Schlitten, der über eine Gewindestange von einem kleinen Motor mit Steckgetriebe verschoben werden konnte. Die elektronische Motorsteuerung befand sich außerhalb der Streukammer (Is80).

Ein breiter Steg über der Trennfläche zwischen den Hälften führt bei kleinen Targetabständen dazu, daß der ^8Be -Konus abgeblendet wird. Der durch den Steg definierte Öffnungswinkel ist größer als

der Öffnungswinkel des ^8Be -Konus; zusammengehörige α -Teilchen können nicht mehr in verschiedenen Hälften identifiziert werden (Fig. 32).

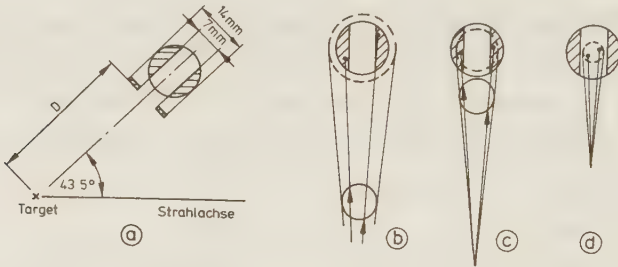


Fig. 32: a) fahrbare Montierung des Detektors (D variabel)
Projektion des ^8Be -Konus auf die Blendenebene bei
b) großen Abständen D
c) mittleren Abständen D
d) kleinen Abständen D

Der elektronische Meßaufbau entsprach dem im Blockdiagramm Fig. 28 (Kap. VI,3) gezeigten. Dabei wurden die koinzidenten Energiesignale beider Hälften sowie das TAC-Ausgangssignal mit der PDP-11/PDP-10-Rechenanlage im Listmode-Verfahren erfaßt und verarbeitet. Auf einem Bildschirm konnten während des Experiments die Energiesignale zweidimensional dargestellt werden (E1/E2). Details der Messung sind in Tabelle 6 aufgeführt.

Energie (LAB): 11.97 MeV

Ladungsstrom (Faraday-Becher): maximal 2 μA

Detektor: halbierter Halbleiterringdetektor

300 mm^2 Fläche, 300 μm Dicke

Absorber: 8.5 μm Mylar

^8Be -Raumwinkel (LAB): siehe Fig. 33

mittlerer ^8Be -Winkel (LAB) = 43.5°

Monitor: 100 mm^2 Fläche, 100 μm Dicke

^{12}C -Raumwinkel (LAB): 27.11 μsr

mittlerer ^{12}C -Winkel (LAB) = 60°

Targets: 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Massenbelegung

Tab. 6: Einzelheiten der Messung zum experimentellen Raumwinkelvergleich

Die mit dem Zufallsprogramm ZN für verschiedene Abstände berechneten ^8Be -Raumwinkel (LAB) führen zu der Glockenkurve in Fig. 33. Die Raumwinkel der beiden anderen Prozesse ergeben die mit "2 α " bezeichnete Kurve (ermittelt mit (1) aus Abschnitt 1).

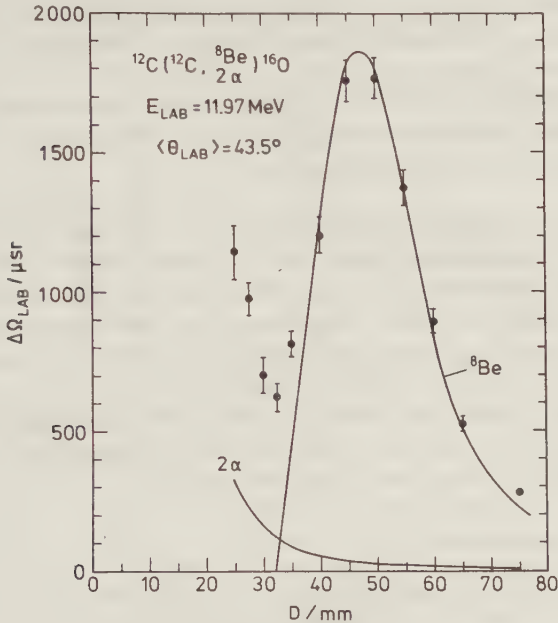


Fig. 33: Berechnete und experimentelle Raumwinkel in Abhängigkeit vom Detektorabstand zum Target

Der Raumwinkel ist der koinzidenten Zählrate, normiert auf die Rate der elastischen Streuung (Monitor), direkt proportional. Die Proportionalitätskonstante bleibt für Messungen mit verschiedenen Abständen gleich, wenn der Wirkungsquerschnitt sich nicht ändert. Dies kann bei etwa gleichem mittlerem Winkel angenommen werden.

Messungen mit Ringdetektormontierung auf der Strahlachse führen dagegen bei verschiedenen Abständen zum Target zu unterschiedlichen mittleren Winkeln, so daß sich der winkelabhängige Wirkungsquerschnitt ändert.

Die koinzidente, auf die Streuung normierte Zählrate wurde bei größeren Abständen ($D \geq 40$ mm) an die Glockenkurve angepaßt (Wirkungsquerschnitt unbekannt) und ergibt die in Fig. 33 dargestellten Meßpunkte.

Die gute Übereinstimmung bei Abständen oberhalb von 40 mm weist darauf hin, daß der ^8Be -Zerfall der dominante Prozeß ist. Die Meßpunkte bei kleineren Abständen verlaufen parallel zu der Raumwinkelkurve " 2α " der konkurrierenden beiden anderen Reaktionen. Eine eindeutige Identifizierung der Konkurrenzprozesse ist aber nicht möglich (nächster Abschnitt).

In allen späteren Messungen wurde eine für den ^8Be -Zerfall optimale Blendenkonfiguration benutzt (z.B. Stegbreiten von 1 mm gegenüber der hier verwendeten extremen Breite von 7 mm). Dadurch wird der ^8Be -Raumwinkel relativ zum Raumwinkel der Konkurrenzreaktionen noch erheblich größer als durch Fig. 33 gekennzeichnet.

Die gute Übereinstimmung der Meßpunkte bei größeren Abständen mit den berechneten ^8Be -Raumwinkeln stellt einen erfolgreichen experimentellen Test des Raumwinkelprogramms dar.

3. Kinematische Betrachtungen

Zunächst sollen die Detektorhälften als "Punkt-detektoren" betrachtet werden, die in der Streuebene unter den Winkeln β_a und β_i (außen und innen, relativ zur Strahlachse) stehen.

a) Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$

Energie- und Impulserhaltungssatz lauten (mit a, i für α -Teilchen in Richtung β_a, β_i ; 16 für ^{16}O ; Q für den Q -Wert; E für die ^{12}C -Einschußenergie; p für den ^{12}C -Impuls; alles im LAB-System):

$$E + Q = E_a + E_i + E_{16}$$

$$p = p_a \cos \beta_a + p_i \cos \beta_i + p_{16} \cos \beta_{16}$$

$$0 = p_a \sin \beta_a + p_i \sin \beta_i + p_{16} \sin \beta_{16}$$

Durch Umformen und Einsetzen gewinnt man eine in $\sqrt{E_i}$ quadratische Gleichung:

$$\sqrt{E_i} = -(5E_i/B) - (A/B) \geq 0 \quad \text{mit } A = 5E_a - E - 4Q - \sqrt{12EE_a} \cos\beta_a$$

$$B = 2\sqrt{E_a} \cos(\beta_a - \beta_i) - \sqrt{12E} \cos\beta_i$$

Fig. 34 zeigt für die der Messung (Abschnitt 2) zugrundeliegende Geometrie als durchgezogene Linie die kinematische Kurve, d.h. die möglichen E_a - E_i -Paare in der Energieebene.

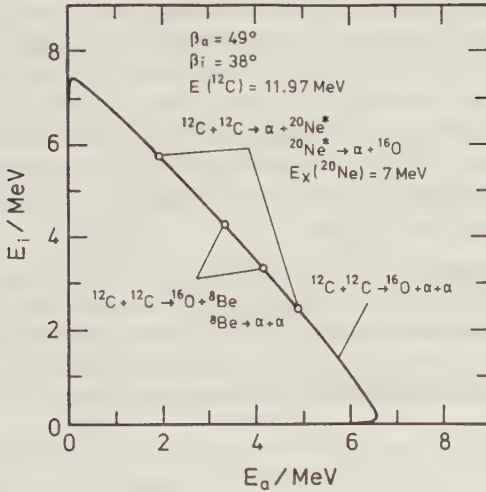
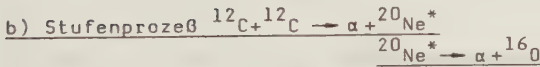


Fig. 34: Kinematische Kurve bzw. Punkte der drei Konkurrenzreaktionen



Energie- und Impulserhaltung liefern für das erste α -Teilchen unter dem Winkel β_a die Energie E_a sowie die Energie E_{20} und die Richtung β_{20} des $^{20}\text{Ne}^*$ -Kerns. Der anschließende Zerfall des $^{20}\text{Ne}^*$ kann im Target angenommen werden (die Lebensdauern bzw. die Energieunschärfen der meisten angeregten Zustände (Aj83) lassen nur Wegstrecken von einigen Å bis zum Zerfall zu). Anwendung der Erhaltungssätze auf die zweite Stufe führt auf die Energie E_i des zweiten α -Teilchens in Richtung β_i :

$$\sqrt{E_i} = 0.447\sqrt{E_{20}} \cdot \cos\varphi \pm \sqrt{0.2 \cdot E_{20} \cdot (\cos^2\varphi - 1) + 0.8 \cdot E_x - 3.784} \geq 0$$

mit $\varphi = |\beta_{20} + \beta_i|$; $E_x = {}^{20}\text{Ne}$ -Anregungsenergie

Wenn die Kurve der Reaktion aus Abschnitt a bekannt ist, ergibt sich E_i natürlich aus dem Schnittpunkt dieser Kurve mit der Geraden $E = E_a$ für das erste Teilchen.

Fig. 35 zeigt die Geschwindigkeitsvektoren (LAB) bei einer ${}^{20}\text{Ne}$ -Anregungsenergie von 7 MeV. Das α -Teilchen der ersten Stufe kann entweder die Detektorhälfte unter dem Winkel β_a treffen (links) oder in die andere Hälfte unter dem Winkel β_i gelangen (rechts). In der rechnerischen Behandlung werden diese Fälle durch Vertauschen der Indizes i und a für Energien und Winkel berücksichtigt. Die beiden Energiepaare ergeben zwei Punkte in Fig. 34, die auf der kinematischen Kurve liegen.

Die ${}^{20}\text{Ne}$ -Anregungsenergie von 7 MeV ist willkürlich; es kommen zunächst über 30 Zustände zwischen 4.7 und 11.6 MeV Anregungsenergie in Frage (Aj83). Die Coulomb-Schwellen zwischen α und ${}^{20}\text{Ne}^*$ sowie zwischen α und ${}^{16}\text{O}$ verhindern aber das Auftreten von niederenergetischen α -Teilchen, so daß weniger als 30 Anregungszustände im ${}^{20}\text{Ne}$ eine Rolle spielen.

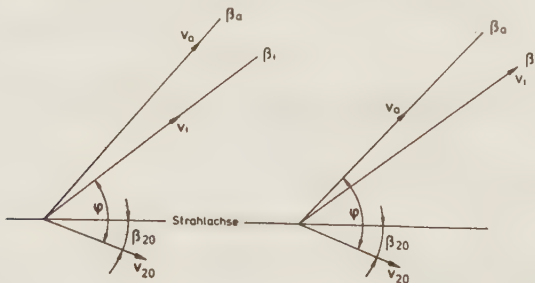
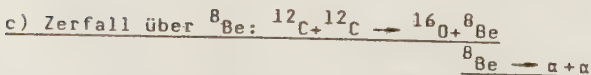


Fig. 35: Geschwindigkeitsdiagramm beim Stufenzerfall über ${}^{20}\text{Ne}^*$



Die Kinematik für zwei Teilchen im Ausgangskanal liefert die Energie E_β des ${}^8\text{Be}$ -Kerns unter dem Winkel β_β . Nach Kap. II gilt für

die Energien der α -Teilchen aus dem Zerfall:

$$E_{a,i} = (E_g/2) \cdot (\cos \gamma_{a,i} \pm \sqrt{(Q/E_g) - \sin^2 \gamma_{a,i}})^2 \quad (1)$$

Die Energien E_a und E_i gehorchen der Beziehung (Kap. II):

$$\frac{\sin^2 \gamma_a}{\sin^2 \gamma_i} = \frac{E_a}{E_i} \quad (2)$$

E_a und E_i sind von E_g abhängig (1) und damit vom Winkel β_g . Für zwei bestimmte Winkel β_g und β_g' ist die Bedingung (2) erfüllt (Fig. 36).

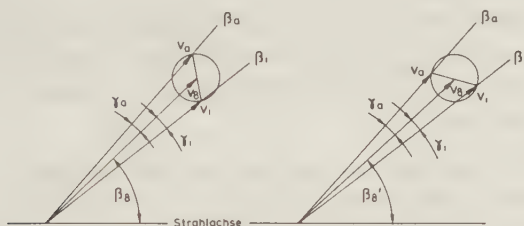


Fig. 36: Geschwindigkeitsdiagramm beim ^8Be -Zerfall

In Fig. 34 ergeben sich also für den ^8Be -Zerfall zwei Paare zusammengehöriger E_a - E_i -Energien, die auf der kinematischen Kurve für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$ liegen.

(Der Zerfall angeregter ^8Be -Kerne wird im 5. Abschnitt behandelt.)

4. Vergleich gemessener mit simulierten Spektren

Die kinematische Kurve im letzten Abschnitt (Fig. 34) ist für einen Vergleich mit gemessenen Energiespektren ungeeignet, da weder die kinematische Verbreiterung durch die Detektoröffnung noch der Einfluß von Absorberfolien berücksichtigt ist. Ein realistischer Vergleich wird möglich, wenn für die vorhandene Geometrie die α -Energien durch Simulationsprogramme berechnet werden.

Im Falle des ^8Be -Zerfalls liefern die Z-Programme (Kap. IV) die Energien der α -Paare.

Für die Konkurrenzreaktionen wurden ähnliche Programme entwickelt:

Im Raumwinkelbereich, der durch den Detektor eingegrenzt ist, werden nach dem Zufallsprinzip die Richtungen der beiden α -Teilchen festgelegt und dann mit den Formeln des letzten Abschnittes die α -Energien bestimmt. Wie in Kap. V beschrieben, werden anschließend die Energieverluste in den Absorberfolien berechnet. Die Unschärfe der Teilchenenergien durch die Öffnung des Detektors überwiegt alle anderen Beiträge, die nicht berücksichtigt werden (Unschärfe des Strahls, Strahlschwankungen, Stragglings im Target und in der Folie, Unschärfe durch die Elektronik).

Die kinematische Darstellung in Fig. 34 verändert sich z.B. dahingehend, daß durch die Detektoröffnung die kinematische Kurve für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$ zu einem Band wird und die Punkte der anderen Prozesse sich flächenhaft ausdehnen. Der Energieverlust in den Folien führt zu einer Verschiebung zu kleineren Energien sowie zu einer geringen Verzerrung (energieärmere Teilchen werden stärker gebremst).

Der Vergleich der experimentellen Spektren (zweidimensional im Listmode-Verfahren erfaßt) mit Simulationsspektren soll für die im Abschnitt 2 beschriebene Messung angestellt werden. Dabei werden die Untersuchungen für drei Detektorabstände zum Target durchgeführt.

Weiter kann aus den Energien, den Energieverlustwerten und den Abständen zwischen Target und Folien sowie zwischen Folien und Detektoroberfläche die Laufzeitdifferenz der zusammengehörigen α -Teilchen berechnet werden. Die auf diese Weise simulierten TAC-Spektren können mit den gemessenen TAC-Spektren verglichen werden.

a) großer Abstand zum Target ($D = 65 \text{ mm}$)

Aus Fig. 32 erkennt man, daß bei großem Abstand die Projektion des ^8Be -Konus auf die Blendenebene größer als die Blendenöffnung ist. Zusammengehörige α -Teilchen, die in den Detektor gelangen, haben stark unterschiedliche Energien (Länge der Geschwindigkeitspfeile in Fig. 32). Dies führt in der zweidimensionalen Energiedarstellung (Energie des in eine Hälfte fallenden Teilchens gegen die Energie des in die andere Hälfte treffenden Teilchens) für den ^8Be -Zerfall zu zwei getrennten Bereichen (Fig. 37).

Ein ähnliches Bild ergibt sich für die simulierten Spektren des Stufenzerfalls für drei willkürliche Anregungsenergien des $^{20}\text{Ne}^*$:

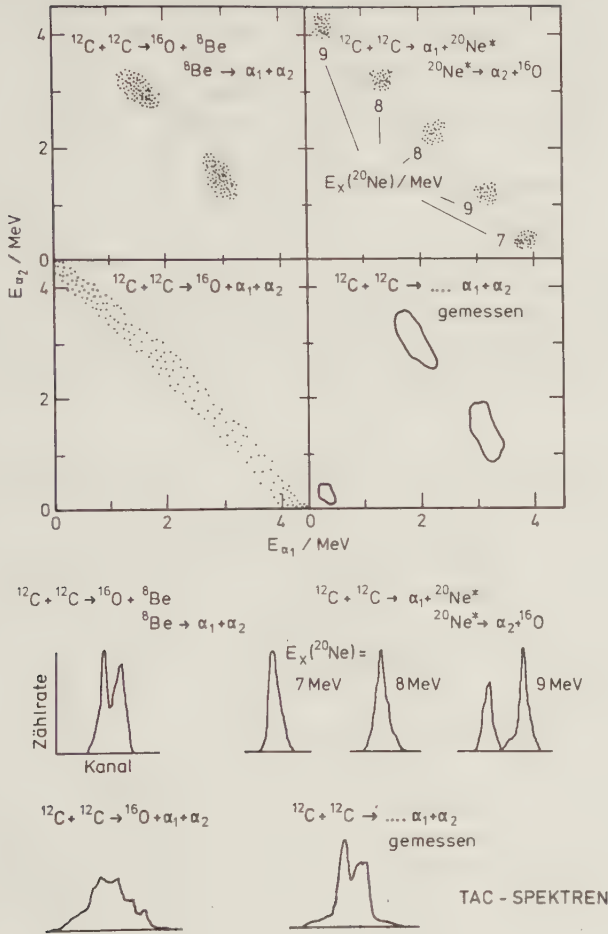


Fig. 37: Simulierte und gemessene Energie- und TAC-Spektren bei großem Detektorabstand zum Target ($D = 65 \text{ mm}$)

- 7 MeV: große Energie des α -Teilchens der ersten Stufe, kleine Energie des Teilchens der zweiten Stufe, d.h. achsennahe Bereiche (ein Bereich verschwindet wegen Absorption eines Teilchens in den Folien);
- 8 MeV: mittlere Energien für beide α -Teilchen, d.h. zwei Bereiche in der Bildmitte;
- 9 MeV: kleine Energie des α -Teilchens der ersten Stufe, große Energie des α -Teilchens der zweiten Stufe, d.h. Bereiche in Achsennähe.

Das Simulationspektrum der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$ zeigt ein ausgedehntes Band.

Das gemessene Spektrum weist deutlich auf einen ^8Be -Zerfall hin. Die Lage der Zählratenbereiche kann durch den Stufenprozeß über $^{20}\text{Ne}^*$ weder mit den willkürlichen Anregungsenergien noch mit möglichen dazwischenliegenden erklärt werden. Ebenso besteht keine Ähnlichkeit mit dem simulierten Spektrum der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$.

Das gemessene TAC-Spektrum gleicht dem berechneten TAC-Spektrum des ^8Be -Zerfalls, könnte aber auch durch den Stufenprozeß mit ^{20}Ne -Anregungsenergien von etwa 9 MeV erklärt werden.

(Die beiden Maxima und die annähernd symmetrische Form ergeben sich aus den stark unterschiedlichen Energien der α -Teilchen, die entweder in den Start-Detektor (eine Hälfte) oder in den Stopp-Detektor (andere Hälfte) gelangen können.)

b) mittlerer Abstand zum Target (D = 50 mm)

Aus Fig. 32 geht hervor, daß die Projektion des ^8Be -Konus auf die Blendenebene jetzt gut "paßt". Wegen des breiten Trennstegs gelangen solche zusammengehörigen α -Teilchen in die Detektorhälften, deren Energien nicht mehr so unterschiedlich wie bei großem Abstand sind. Im Simulationsspektrum des ^8Be -Zerfalls erscheint darum ein ausgedehnter Bereich in der Bildmitte (Fig. 38). Die Spektren für den Stufenzerfall über $^{20}\text{Ne}^*$ und für den Zerfall in $^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$ sehen dagegen ähnlich aus wie die bei großem Abstand, allerdings sind auf Grund der jetzt größeren kinematischen Winkelverbreiterung die Bereiche ausgedehnter.

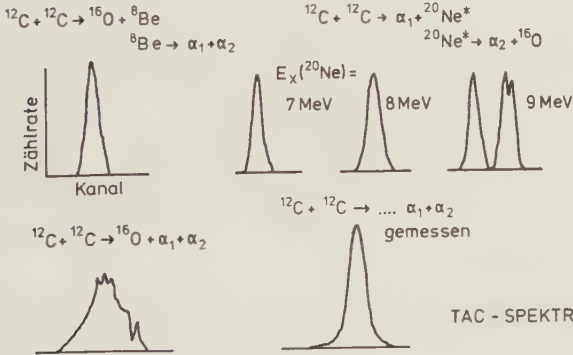
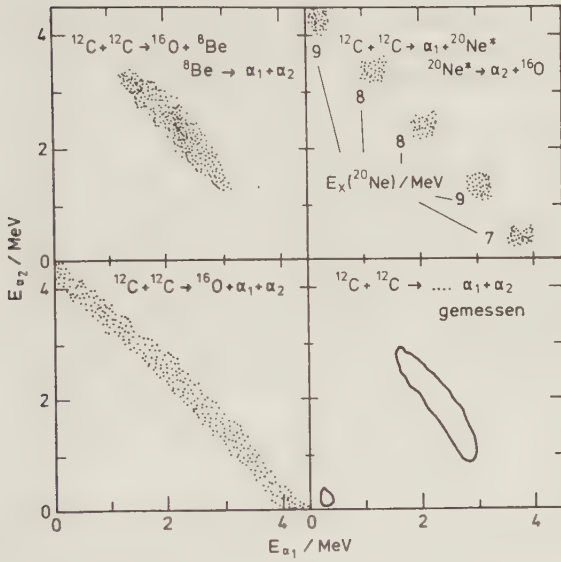


Fig. 38: Simulierte und gemessene Energie- und TAC-Spektren bei mittlerem Detektorabstand zum Target ($D = 50$ mm)

Das gemessene Spektrum weist wiederum auf einen ^8Be -Zerfall hin.

Auch der Vergleich des gemessenen TAC-Spektrums mit den simulierten Spektren bestätigt diesen Hinweis. Ein Stufenprozeß über $^{20}\text{Ne}^*$ mit Anregungsenergien von etwa 9 MeV kann jetzt - im Gegensatz zum Vergleich bei großem Abstand - ausgeschlossen werden.

c) kleiner Abstand zum Target ($D = 25 \text{ mm}$)

Eine Identifikation von ^8Be ist jetzt nicht mehr möglich (Fig. 32). Die simulierten Energiespektren der beiden anderen Prozesse zeigen wegen der großen kinematischen Winkelverbreiterung ausgedehnte Zählratenbereiche (Fig. 39). Das gemessene Spektrum weist Zählraten im erwarteten Bereich auf, die für die Meßpunkte in Fig. 33 bei kleinen Abständen maßgebend waren. Diese Raten können aber nicht eindeutig den Konkurrenzprozessen zugeordnet werden.

Ebenso liefert der Vergleich der TAC-Spektren keinen eindeutigen Hinweis auf die Herkunft der Ereignisse.

Die Zählraten bei niedrigen Energien (unten links im gemessenen Spektrum) sind wahrscheinlich auf zufällige Koinzidenzen zahlreicher niederenergetischer Teilchen (p und α) zurückzuführen.

Sowohl die Raumwinkelbetrachtung als auch der Vergleich der Energie- und TAC-Spektren mit simulierten Spektren schließen einen nennenswerten Beitrag des Stufenzerfalls über $^{20}\text{Ne}^*$ und einen Beitrag der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$ zur koinzidenten Zählrate bei mittleren und großen Abständen des Detektors zum Target aus. Dies gilt um so mehr für die später vorgestellten Messungen, weil durch die Optimierung des ^8Be -Raumwinkels der Einfluß der anderen Reaktionen noch geringer wird.

5. Weitere Konkurrenzreaktionen durch angeregte Zustände von ^{16}O und ^8Be

Bisher wurden bei allen drei Reaktionen angeregte ^{16}O - und ^8Be -Kerne nicht erörtert.

Aus dem Q-Wert-Diagramm (Fig. 31) geht hervor, daß der erste angeregte ^{16}O -Zustand (0^+ , 6.05 MeV) erst mit ^{12}C -Einschußenergien

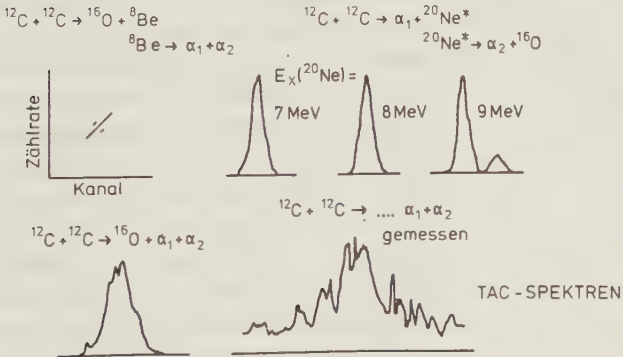
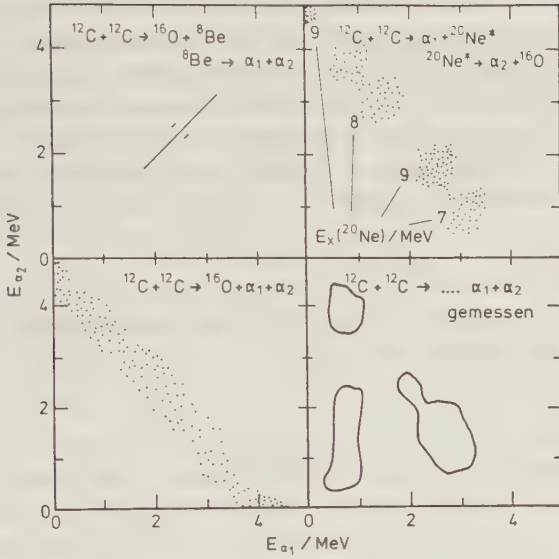


Fig. 39: Simulierte und gemessene Energie- und TAC-Spektren bei kleinem Detektorabstand zum Target ($D = 25$ mm)

(CM) von 6.17 MeV (Zerfall in $^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$ und Stufenprozeß über $^{20}\text{Ne}^*$) bzw. von 6.26 MeV (^8Be -Zerfall) möglich ist.

Die Messungen in dieser Arbeit wurden mit Einschußenergien von maximal 7 MeV durchgeführt. Die zum ersten angeregten ^{16}O -Zustand gehörenden α -Energien aller drei Prozesse sind so gering, daß die Teilchen in den Absorberfolien gestoppt werden. (Außerdem werden die Reaktionen durch die Coulomb-Schwelle unterdrückt.) Dies gilt natürlich auch für den zweiten angeregten ^{16}O -Zustand (3^- , 6.13 MeV); höhere Zustände sind bei den vorkommenden Einschußenergien nicht erreichbar.

Für die ^8Be -Reaktion besteht die Möglichkeit des Zerfalls über den angeregten $^8\text{Be}^*$ -Zustand (2^+ , 2.9 MeV). Dem Ausgangskanal steht weniger kinetische Energie zur Verfügung als dem $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Kanal, so daß die Geschwindigkeit des $^8\text{Be}^*$ kleiner ist ($v_{\text{Be}^*} < v_{\text{Be}_{\text{g.s.}}}$).

Die Anregungsenergie des $^8\text{Be}^*$ kommt beim Zerfall den α -Teilchen zugute; der Radius ($\approx v_{\alpha, \text{CM}}$) der " ^8Be -Kugel" wird größer ($v_{\alpha, \text{CM}}$ ist fast 6mal so groß wie die entsprechende Geschwindigkeit beim $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Zerfall, siehe (1) in Kap. II mit ($Q + 2.9$ MeV) statt Q). In Fig. 40 sind die durch die Detektorhälften definierten Raumwinkel als Kegel dargestellt. Die ^8Be -Identifikation erfordert, daß die korrespondierenden α -Teilchen (die punktsymmetrisch zum Mittelpunkt der ^8Be -Kugel liegen) in jeweils verschiedenen Hälften registriert werden. Dies ist beim Zerfall des $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ häufig der Fall. Beim $^8\text{Be}^*$ -Zerfall sind die in die rechte Hälfte gehenden Teilchen

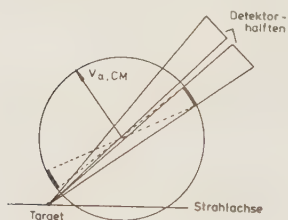


Fig. 40:
Geschwindigkeitsdiagramm
des Zerfalls von
 $^8\text{Be}^*(2^+, 2.9 \text{ MeV})$

(Fig. 40) durch den hervorgehobenen Bereich der Kugeloberfläche gekennzeichnet. Die korrespondierenden Teilchen liegen jedoch nicht im Bereich des Raumwinkelkegels der anderen Hälfte, können also nicht gemessen werden.

Für alle geometrischen Anordnungen, die den verschiedenen Messungen dieser Arbeit zugrunde liegen, wurden nahezu verschwindende Raumwinkel des $^8\text{Be}^*$ -Zerfalls berechnet. (Dabei wurde ein isotroper Zerfall des 2^+ -Zustandes angenommen.)

Daneben scheitert eine $^8\text{Be}^*$ -Identifikation an den stark unter-

schiedlichen Energien zusammengehöriger α -Teilchen. Die langsamen Teilchen haben bei allen Messungen so geringe Energien, das sie in den Absorberfolien gestoppt werden.

Mit großer Sicherheit kann bei den Untersuchungen dieser Arbeit davon ausgegangen werden, daß nur die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ beobachtet wird. Angeregte Zustände von ^{16}O spielen wegen der kleinen ^{12}C -Einschußenergie keine Rolle, während Konkurrenzreaktionen (Stufenzerfall über $^{20}\text{Ne}^*$, Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha + \alpha$ sowie der Zerfall über $^8\text{Be}^*$) durch die spezielle Detektorgeometrie ausgeschlossen werden können.

VIII. Durchführung der Messungen

Die weiteren Untersuchungen erfolgten nach den Erfahrungen der vorbereitenden Messungen mit dem halbierten Detektor. Er wurde unter Winkeln nahe 0° als Ringdetektor eingesetzt, aber auch unter größeren Winkeln außerhalb der Strahlachse benutzt (Meßaufbau wie in Fig. 23).

Bei Messungen in Ringdetektorgeometrie wurde der Detektor gekühlt. Dadurch konnte die Energieauflösung verbessert werden; außerdem wurde so eine Erwärmung durch den Strahl vermieden.

Die Meßelektronik wurde im Blockschaltbild Fig. 28 bereits vorgestellt. Die koinzidenten Energiesignale aus beiden Detektorhälften und das TAC-Ausgangssignal wurden im Listmode-Verfahren erfaßt und weiter verarbeitet (Kap. VI,3 und VII,2).

Vor jedem Experiment wurden zweidimensionale simulierte Energiespektren erstellt (Kap. VII,4), die der Eichung dienten.

Die verwendeten freitragenden ^{12}C -Targets hatten Massenbelegungen von $10 \pm 2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Die Dickenbestimmung erfolgte bei der Targetherstellung (während des Aufdampfens) mit einer Schwingquarzwaage. Eine zusätzliche Information lieferte eine Energieverlust-Messung: Die Linie eines α -Präparates im Vielkanalanalysator wurde durch den Energieverlust der Teilchen in mehreren hintereinandergestellten Targets (zwischen Präparat und Detektor gesetzt) verschoben. Aus der Verschiebung konnte die mittlere Targetdicke berechnet werden.

Eine Stickstoffkühlfalle sollte eine Veränderung der Targetdicke durch Kohlenstoffaufbau während der Messung verhindern. Außerdem wurde jedes Target nur etwa drei Stunden benutzt.

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion war eine Normierung auf elastische Streudaten nötig. Dazu mußte der elastische Wirkungsquerschnitt zunächst durch eine Streumessung ermittelt werden.

1. Streumessung

Neben Detektoren unter 90° und 120° (CM) (entsprechend den Monitorwinkeln bei späteren ^8Be -Messungen) wurden zwei Monitore unter 20° (CM) aufgestellt. Dadurch war die Ermittlung absoluter Streuwirkungsquerschnitte möglich (Kap. IX,1). Durch die symmetrische Stellung der 20° -Monitore zur Strahlachse sollten Strahlschwankungen ausgeglichen werden.

Jeder Detektor war über einen Vorverstärker, einen Hauptverstärker und ein ADC mit einem Vielkanalanalysator verbunden. In Tabelle 7 sind Einzelheiten der Messung aufgeführt.

Energie (CM): 4.25 - 7.2 MeV, 50 keV-Schrittweite

Ladungsstrom (Faraday-Becher): maximal $2 \mu\text{A}$

Detektoren: a) 300 mm^2 Fläche, $60 \mu\text{m}$ Dicke

^{12}C -Raumwinkel (CM) = $465 \mu\text{sr}$

mittlerer ^{12}C -Winkel (CM) = $120.0^\circ \pm 0.2^\circ$

b) 300 mm^2 Fläche, $60 \mu\text{m}$ Dicke

^{12}C -Raumwinkel (CM) = $819 \mu\text{sr}$

mittlerer ^{12}C -Winkel (CM) = $90.0^\circ \pm 0.4^\circ$

c) und d)

100 mm^2 Fläche, $100 \mu\text{m}$ Dicke

^{12}C -Raumwinkel (CM) = $8.55 \mu\text{sr}$

mittlerer ^{12}C -Winkel (CM) = $20.0^\circ \pm 0.1^\circ$

Targets: $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Massenbelegung

Tab. 7: Einzelheiten der Streumessung

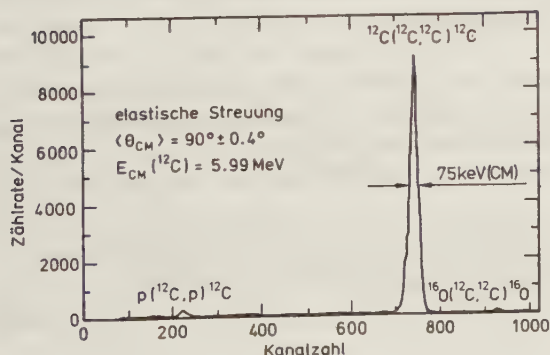


Fig. 41: Spektrum der elastischen Streuung

(mit weiteren Linien, die auf Targetverunreinigungen zurückgehen)

Fig. 41 zeigt ein Monitorspektrum der elastischen Streuung. Die Auflösung von 75 keV (CM) $\pm$ 150 keV (LAB) ist hauptsächlich auf die kinematische Verbreiterung durch die Größe des Strahlflecks (max. 1 mm ϕ) und durch die Detektoröffnung zurückzuführen.

2. ^8Be -Messung nahe 0°

Mit dieser Messung in Ringdetektorgeometrie wurde der ^8Be -Wirkungsquerschnitt bis zu möglichst tiefen Einschubenergien hin untersucht. Gegenüber Messungen unter größeren Winkeln sollten nahe 0° sowohl der statistische Wirkungsquerschnitt als auch Beiträge möglicher Resonanzen am größten sein. Daneben gestattet die Ringdetektorgeometrie einen maximalen Raumwinkel bei vorgegebener kinematischer Winkelverbreiterung.

Tabelle 8 enthält Einzelheiten der Messung.

Energie (CM): 4.2 - 7.0 MeV, 50 keV-Schrittweite

Ladungsstrom (Faraday-Becher): maximal 2.5 μA

Detektor: halbiertes Halbleiterringdetektor

300 mm² Fläche, 300 μm Dicke

Absorber: 4.6 - 5.8 μm Ni

^8Be -Raumwinkel (CM) = 23.8 - 15.1 msr

mittlerer ^8Be -Winkel (CM) = $8.4^\circ \begin{smallmatrix} + 4^\circ \\ - 3^\circ \end{smallmatrix}$

Monitor: 100 mm² Fläche, 100 μm Dicke

^{12}C -Raumwinkel (CM) = 14.63 μsr

mittlerer ^{12}C -Winkel (CM) = $90.0^\circ \pm 0.2^\circ$

Targets: 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Massenbelegung

Tab. 8: Einzelheiten der ^8Be -Messung nahe 0°

Bei Einschubenergien oberhalb von 4.85 MeV (CM) genügten Meßzeiten von höchstens einer Stunde für eine ausreichende Zählratenstatistik. Fig. 42 gibt das TAC-Spektrum und die zweidimensionale Darstellung der Energien in beiden Detektorhälften bei 4.9 MeV (CM) wieder.

Unterhalb von 4.9 MeV (CM) Einschubenergie sinkt der Wirkungsquerschnitt, wie später gezeigt, um mehr als eine Größenordnung bis zum nächsten Meßpunkt (4.85 MeV).

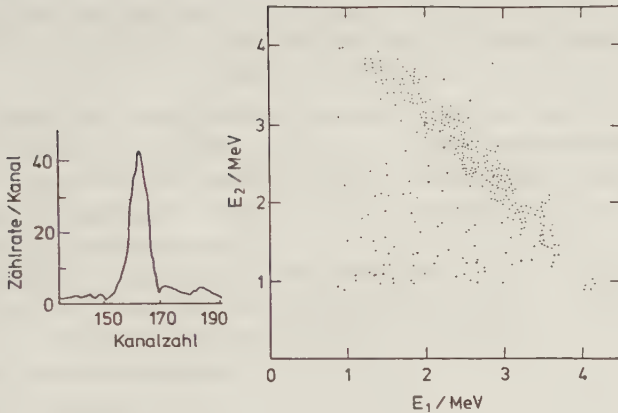


Fig. 42: TAC-Spektrum und zweidimensionale Energiedarstellung

Die ^8Be -Zählrate relativ zur Rate zufälliger Koinzidenzen nimmt stark ab. Unterhalb von 4.2 MeV (CM) ist im TAC-Spektrum nur noch schwach eine Linie über dem hohen Untergrund der zufälligen Koinzidenzen zu erkennen und eine Auswertung nicht mehr möglich. Die hohe Rate zufälliger Koinzidenzen wird vor allem durch den mit abnehmender Energie stark ansteigenden Rutherford-Wirkungsquerschnitt von Rückstoßprotonen hervorgerufen (Wassergehalt des Targets).

Messungen unter größeren Winkeln mit der dabei aus kinematischen Gründen erforderlichen kleineren Detektoröffnung, also mit einer geringeren erwarteten Zählrate, waren nur bis zu einer Einschußenergie von 4.9 MeV (CM) möglich.

3. Weitere ^8Be -Messungen

a) Kriterien für weitere Messungen

Die Auswertung der Untersuchung nahe 0° ergab starke Strukturen im differentiellen Wirkungsquerschnitt (Kap. X).

Eine Analyse der Strukturen (Spins, Breiten) erfordert weitere Informationen. Durch die Drehung des halbierten Detektors um das Tar-

get (drehbarer Streukammerboden) können zwar verschiedene Winkel nacheinander untersucht werden, doch stört dabei das häufige Auswechseln der Absorberfolien. Dieses Problem tritt durch die spezielle ^8Be -Meßtechnik bei kleinen Energien auf.

Mylar-Folien eignen sich gut als Absorbermaterial, da sie sehr homogen sind und in feinen Dickenabstufungen zur Verfügung stehen. Fig. 43 zeigt, welche ^8Be -Meßwinkel bei verschiedenen ^{12}C -Einschußenergien möglich sind.

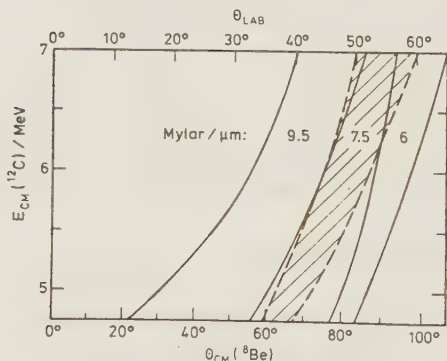


Fig. 43: Verwendungsbereich von Mylar-Absorberfolien (die θ_{CM} -Skala gilt für $E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) = 6 \text{ MeV}$; im Bereich von 7 bis 5 MeV treten Abweichungen von höchstens $\pm 0.2^\circ$ auf)

Jede der drei betrachteten Folien kann nur innerhalb eines bestimmten Bereiches verwendet werden:

Eine Folie muß einerseits die elastisch gestreuten ^{12}C -Kerne stoppen, andererseits aber die langsamsten α -Teilchen aus dem ^8Be noch durchlassen. Diese Bedingungen führen zur linken bzw. rechten Begrenzung eines Bereiches (aus Energieverlustrechnungen für eine Detektorgeometrie, die bei einer kinematischen Winkelverbreiterung von etwa 3° (CM) einen optimalen Raumwinkel gestattet).

Messungen im Winkelbereich (CM) zwischen 55° und 90° bei $E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) = 6 \text{ MeV}$ erfordern z.B. alle drei Absorberfolien. Ein Folienwechsel ist zeitlich aufwendig, da die Streukammer geöffnet werden muß. Außerdem zeigt Fig. 43, daß die aufgeführten Folien nicht alle Gebiete erfassen.

Es war daher günstiger, Messungen unter wenigen Winkeln vorzunehmen, dafür aber Anregungsfunktionen in kleinen Schritten von 50 keV (CM) im Bereich von 7 bis 5 MeV Einschußenergie (CM) aufzunehmen. Daraus können Informationen über Spins, Breiten und Resonanzenergien der Strukturen gewonnen werden (Kap. XI,2).

b) Auswahl der Meßwinkel

Die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts läßt sich als Entwicklung nach Legendre-Polynomen schreiben:

$$(d\sigma/d\Omega)_{CM}(\theta) = \left| \sum_{l=0}^{\infty} A_l P_l(\cos\theta_{CM}) \right|^2 \quad (1)$$

In der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})^{16}\text{O}_{g.s.}$ treten nur Teilchen mit J^π -Werten von 0^+ auf. Darum muß der Bahndrehimpuls l des Eingangskanals gleich dem Spin J einer möglichen Resonanz sein. Die identischen Teilchen des Eingangskanals lassen nur gerade Bahndrehimpulse zu (der Wirkungsquerschnitt muß wegen der Ununterscheidbarkeit der Teilchen um 90° symmetrisch sein, was nur durch gerade l in (1) realisierbar ist).

Bisherige Untersuchungen im Energiebereich $E_{CM}(^{12}\text{C}) < 7 \text{ MeV}$ (vorwiegend im $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ -Kanal) ergaben Resonanzspins von höchstens $J = 4$ (Kap. XI,4). In den folgenden Betrachtungen wird davon ausgegangen, daß im $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ -Kanal Resonanzspins von höchstens 6 auftreten können.

In günstigen Fällen (isoliert liegende Resonanzen, geringe Interferenz mit nichtresonantem Untergrund) wird in der durch (1) beschriebenen Winkelverteilung der Koeffizient $A_{l=J}$ dominant:

$(d\sigma/d\Omega) \approx P_l^2$. Dann können schon wenige Messungen unter ausgewählten Winkeln Aufschluß über den Resonanzspin geben.

Fig. 44 stellt die in Frage kommenden P_l^2 -Verteilungen als Funktion des θ_{CM} -Winkels dar (die Verteilung von P_0^2 ist isotrop: $P_0^2 = 1$).

Obwohl die Anregungsfunktion der Messung nahe 0° mehr auf überlappende als auf isoliert liegende Resonanzen hinweist, diente Fig. 44 zur Auswahl spezieller Meßwinkel für spätere Untersuchungen:

$\theta_{CM} \approx 73^\circ$: annähernd Nullstellen von P_4^2 und P_6^2 , relativ großer Wert von P_2^2 ;

$\theta_{CM} \approx 52^\circ$: annähernd Nullstellen von P_6^2 und P_2^2 , lokales Maximum von P_4^2 ;

$\theta_{CM} \approx 31^\circ$: Nullstelle von P_4^2 , relativ große Werte von P_6^2 und P_2^2 ;

$\theta_{CM} \approx 21^\circ$: Nullstelle von P_6^2 , relativ große Werte von P_2^2 und P_4^2 .

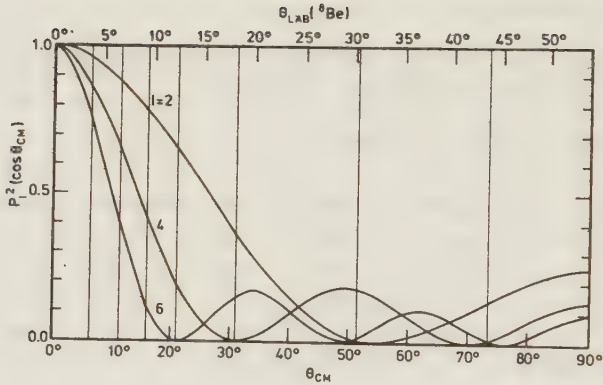


Fig. 44: P_1^2 -Verteilungen mit ausgewählten Meßwinkeln (vertikale Linien)

Die θ_{LAB} -Skala gilt für $E_{CM}(^{12}C) = 6$ MeV; im Bereich von 7 bis 5 MeV ändern sich die Werte um höchstens 0.12°.

Der unterschiedlich starke Abfall der P_1^2 -Verteilungen nahe 0° ermöglicht eine weitere Unterscheidung. Es wurden darum die zusätzlichen Meßwinkel $\theta_{CM} = 6.3^\circ, 11.3^\circ$ und 15.9° ausgewählt.

Bei den Messungen sollte die kinematische Winkelverbreiterung 3° (CM) nicht überschreiten, damit die Charakteristika der ausgewählten Winkel erhalten blieben. Die bei vorgegebener Verbreiterung freien Parameter (Detektorabstand, Blendengrößen) wurden mit Hilfe der Z-Programme so bestimmt, daß der ^8Be -Raumwinkel maximal war.

c) ^8Be -Messungen unter vier Winkeln in Ringdetektorgeometrie

Untersuchungen unter den mittleren Winkeln $\langle \theta_{CM} \rangle = 6.3^\circ, 11.3^\circ, 15.9^\circ$ und 21.0° wurden mit dem fahrbaren Ringdetektor vorgenommen (Kap. VII,2). Dabei wurde der Strahl durch ein Röhrchen geführt, das durch das Loch des Detektors geht (= Ringdetektorgeometrie). Der Detektor wurde mit einer Blendenanordnung versehen (Fig. 45) und sein Abstand vom Target zwischen 27 mm und 58 mm variiert, so daß die vier Winkel nacheinander bei jeder Einschußenergie unter-

sucht werden konnten.

Bei weitem Targetabstand (kleinem mittlerem Winkel) ist die Projektion des ^8Be -Konus auf den Detektor groß, während sie bei geringerem Abstand (großem mittlerem Winkel) kleiner wird (Fig. 46).

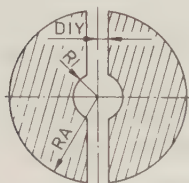


Fig. 45: Detektorfläche
(schraffiert)



Fig. 46: fahrbarer Detektor

Durch geeignete Blenden kann die kinematische Winkelverbreiterung für die vier Winkel nahezu konstant gehalten werden. Der ^8Be -Raumwinkel ändert sich mit der Einschußenergie in den vier Fällen unterschiedlich stark (Tab. 9). Größe und Vorzeichen der Änderung hängen davon ab, wie gut die Projektion des energieabhängigen ^8Be -Konus die aktive Detektorfläche überdeckt.

Energie (CM): 4.9 - 7.0 MeV, 50 keV-Schrittweite

Ladungsstrom (Faraday-Becher): maximal 2.5 μA

Detektor: halbiertes Halbleiterringdetektor

300 mm² Fläche, 300 μm Dicke

Absorber: 5.0 - 6.2 μm Nickel

mittlerer ^8Be -Winkel (CM)

und ^8Be -Raumwinkel (CM): $6.3^\circ + 3.2^\circ$, $6.5 - 4.7 \mu\text{sr}$

$11.3^\circ + 2.7^\circ$, $5.8 - 6.2 \mu\text{sr}$

$15.9^\circ \pm 2.7^\circ$, $7.0 - 8.9 \mu\text{sr}$

$21.0^\circ \pm 2.5^\circ$, $8.2 - 12.6 \mu\text{sr}$

Monitor: 100 mm² Fläche, 100 μm Dicke

^{12}C -Raumwinkel (CM) = 27.0 μsr

mittlerer ^{12}C -Winkel (CM) = $120.0^\circ \pm 0.4^\circ$

Targets: 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Massenbelegung

Tab. 9: Einzelheiten der ^8Be -Messung unter vier Winkeln in Ringdetektor-geometrie

Die TAC- und Energiespektren gleichen den in Kap. VII,2 vorgestellten (auch dort wurde der Targetabstand des fahrbaren Detektors verändert).

Der aus früheren Messungen bekannte starke Abfall des Wirkungsquerschnittes unterhalb von 4.9 MeV (CM) bestätigte sich: die ^8Be -Zählrate relativ zur Rate zufälliger Koinzidenzen wurde so gering, daß eine Auswertung nicht möglich war.

(Im Gegensatz zur früheren Messung nahe 0° , die bis 4.2 MeV durchgeführt wurde, betrug jetzt der Raumwinkel nur noch etwa ein Drittel des vorherigen.)

d) ^8Be -Messungen unter weiteren Winkeln

Die größeren Winkel (CM) von 31.5° , 51.4° und 73.3° konnten nicht mehr durch die Ringdetektorgeometrie realisiert werden. In drei Messungen wurden die Anregungsfunktionen (7 bis 4.9 MeV; 50 keV-Schritte (CM)) aufgenommen; der Detektor wurde jeweils außerhalb der Strahlachse montiert.

Durch eine Begrenzung der aktiven Detektorfläche auf zwei Streifen (Fig. 47) konnte bei einer vorgegebenen Unschärfe des mittleren Winkels von etwa 3° (CM) ein optimaler Raumwinkel erzielt werden.

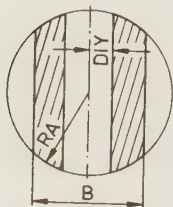


Fig. 47: Detektorfläche (schraffiert)

Während bei Messungen in Ringdetektorgeometrie die Stellung des Blendenstegs DIY gleichgültig war, mußten jetzt Steg und Begrenzung B senkrecht zur Streuebene stehen, damit die kinematische Winkelverbreiterung minimal wurde. Bei der Messung unter 31.5° (CM) ($\hat{=}$ 18° (LAB)) war es erforderlich, den Strahl durch ein Tantalblech zwischen Target und Detektor zu stoppen. Dadurch wurde verhindert, daß der Strahl einen der beiden seitlich aus dem Detektor ragenden

Anschlüsse traf.

Auch in diesen Messungen machte der starke Zählratenabfall unterhalb von 4.9 MeV Untersuchungen bei kleineren Einschußenergien unmöglich.

Tabelle 10 gibt Details der Messungen unter den drei Winkeln wieder.

Energie (CM): 4.9 - 7.0 MeV, 50 keV-Schrittweite

Ladungsstrom (Faraday-Becher): maximal 3.2 μ A

Detektor: halbierter Halbleiterringdetektor

300 mm² Fläche, 300 μ m Dicke

Absorber: 7.5 - 15.0 μ m Mylar

mittlerer ⁸Be-Winkel (CM)

und ⁸Be-Raumwinkel (CM): $31.5^\circ \pm 2.9^\circ$, 23.5 - 28.5 μ sr

$51.4^\circ \pm 2.7^\circ$, 17.4 - 23.6 μ sr

$73.3^\circ \pm 2.5^\circ$, 14.1 - 20.5 μ sr

Monitor: 100 mm² Fläche, 100 μ m Dicke

¹²C-Raumwinkel (CM) = 27.0 μ sr

mittlerer ¹²C-Winkel (CM) = $120.0^\circ \pm 0.4^\circ$

Targets: 10 μ g/cm² Massenbelegung

Tab. 10: Einzelheiten der ⁸Be-Messung unter drei Winkeln

IX. Datenauswertung

Der differentielle ^8Be -Wirkungsquerschnitt wird nach der Formel berechnet:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{CM}} = \dot{N} / (N_T \cdot (\dot{N}_G/F) \Delta\Omega_{\text{CM}}) \quad (1)$$

$\dot{N}$ = ^8Be -Ereignisse

N_T = Zahl der Stoßzentren im Target

$\dot{N}_G$ = Zahl der einfallenden Teilchen (Geschosse), im selben Zeitraum wie $\dot{N}$ beobachtet

F = Querschnittsfläche des Strahls

$\Delta\Omega_{\text{CM}}$ = ^8Be -Raumwinkel

Die Größe $Y = N_T (\dot{N}_G/F)$ ist nur ungenau direkt bestimmbar (aus dem Strom im Faraday-Becher und aus Targetwerten). Werden aber gleichzeitig mit der ^8Be -Messung die gestreuten ^{12}C -Kerne $\dot{N}_S$ im Raumwinkel $\Delta\Omega_{S,\text{CM}}$ beobachtet, so gilt analog (1) jetzt für den differentiellen Streuwirkungsquerschnitt:

$$(d\sigma/d\Omega)_{S,\text{CM}} = \dot{N}_S / (N_T \cdot (\dot{N}_G/F) \Delta\Omega_{S,\text{CM}}) = \dot{N}_S / (Y \cdot \Delta\Omega_{S,\text{CM}})$$

Nach Y umgestellt und in (1) eingesetzt, erhält man für den differentiellen ^8Be -Wirkungsquerschnitt:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{CM}} = \frac{\dot{N} \cdot \Delta\Omega_{S,\text{CM}}}{\dot{N}_S \cdot \Delta\Omega_{\text{CM}}} (d\sigma/d\Omega)_{S,\text{CM}} \quad (2)$$

Der in (2) auftretende differentielle Streuwirkungsquerschnitt wurde durch eine Streumessung bestimmt.

1. Streumessung

Für Einschußenergien unterhalb der Coulomb-Barriere beschreibt die Mott-Streuformel den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung identischer Teilchen unter der Annahme rein elektromagnetischer Wechselwirkung. Die Coulomb-Barriere tritt klassisch bei der Energie E_C auf, bei der sich die Stoßpartner berühren. Bei zentralem Stoß (Streuwinkel $\theta_{\text{CM}} = 180^\circ$) kommt kein Zentrifugalterm vor. Weiter geht man davon aus, daß keine Kernkräfte wirksam sind. Dann muß die kinetische Energie des Projektils gerade in potentielle Coulombenergie V_C umgewandelt werden, wenn der klassische Umkehrpunkt erreicht ist (= Berührung der Stoßpartner beim Abstand R):

$$E_C = V_C = (1.44 \cdot z^2)/R \quad (3) \quad \text{in MeV, mit Ladung } z \text{ der Stoßpartner in Elementarladung } e \text{ und Abstand } R \text{ in fm}$$

Bei nichtzentralem Stoß tritt zusätzlich ein Zentrifugalterm V_Z auf. Für eine Berührung der Stoßpartner ist jetzt eine größere Energie E_C als beim zentralen Stoß erforderlich:

$$E_C = V_C + V_Z$$

V_Z kann durch den Streuwinkel θ_{CM} ausgedrückt werden (Bu64, §4), so daß man erhält:

$$E_C = \{(1.44 \cdot z^2)/R\} \cdot \{1 + \frac{1}{\sin(\theta_{CM}/2)}\} / 2 \quad (4)$$

(für zentralen Stoß ($\theta_{CM} = 180^\circ$) geht (4) in (3) über)

Aus Streumessungen anderer Autoren (Sp74) kann die Gültigkeit der Mott-Streuformel für den Bereich unterhalb von 5 MeV (CM) angenommen werden (unter $\theta_{CM} = 90^\circ$). Unter kleineren Streuwinkeln ergibt sich nach (4) eine höhere Coulomb-Schwelle, so daß der Mott-Bereich zu größeren Einschußenergien hin erweitert wird. Unter 20° (CM) sollte bis etwa 14 MeV (CM) reine Mott-Streuung vorherrschen.

Der einfachste Weg zur Bestimmung des differentiellen ^8Be -Wirkungsquerschnittes besteht darin, in (2) für den Streuwirkungsquerschnitt die theoretische Mott-Streuformel (siehe unten) einzusetzen und mit einem Monitor die elastische Zählrate unter einem entsprechenden kleinen Winkel zu messen (gleichzeitig mit der ^8Be -Messung). Die Experimente dieser Arbeit erforderten aber oft eine Montierung des ^8Be -Detektors unter kleinen Winkeln oder auf der Strahlachse, so daß Monitore nur unter größeren Winkeln aufgestellt werden konnten. Außerdem wären die Monitore durch die hohen Zählraten der elastischen Streuung während der langen ^8Be -Meßzeiten zu stark belastet worden. Darum mußte ein anderer Weg gewählt werden:

Gleichzeitig mit der ^8Be -Messung wurden Streuspektren unter größeren Winkeln (90° und 120° (CM)) aufgenommen. Der differentielle Streuwirkungsquerschnitt unter diesen Winkeln gehorcht im untersuchten Energiebereich nicht der Mott-Streuformel und mußte durch eine unabhängige Messung bestimmt werden. Dabei

konnten neben den Detektoren unter 90° und 120° auch Monitore unter 20° aufgestellt werden, so daß eine Normierung auf den Mott-Wirkungsquerschnitt möglich war. Der in (2) benötigte Streuwirkungsquerschnitt konnte dann, wie nachfolgend beschrieben, berechnet werden.

Analog (1) gilt für den differentiellen Streuwirkungsquerschnitt allgemein unter beliebigem Winkel:

$$(d\sigma/d\Omega)_{S,CM} = \dot{N}_S / (N_T \cdot (\dot{N}_G/F) \cdot \Delta\Omega_{S,CM}) \quad (5)$$

Für eine gleichzeitige Messung (also mit gleichen Werten für N_T , $\dot{N}_G$ und F) unter kleinem Winkel (z.B. 20°) im Mott-Bereich gilt:

$$(d\sigma/d\Omega)_{20,S,CM} = \dot{N}_{20,S} / (N_T \cdot (\dot{N}_G/F) \cdot \Delta\Omega_{20,S,CM}) = (d\sigma/d\Omega)_{20,Mott,CM} \quad (6)$$

Die Mott-Streuformel lautet:

$$(d\sigma/d\Omega)_{Mott,CM} = (1.296 z^4 / E_{CM}^2) \left\{ \frac{1}{\sin^4(\theta_{CM}/2)} + \frac{1}{\cos^4(\theta_{CM}/2)} + k \cdot \frac{\cos\{\eta \cdot \ln(\tan^2(\theta_{CM}/2))\}}{\sin^2(\theta_{CM}/2) \cdot \cos^2(\theta_{CM}/2)} \right\}$$

$$\text{mit } k = 2 \frac{(-1)^{2i}}{2i+1}; \quad \eta = z^2 \cdot 0.1114 \cdot \sqrt{A/E_{CM}}$$

$(d\sigma/d\Omega)_{Mott,CM}$ in mb; Ladung z und Masse A eines Teilchens in Elementarladung e bzw. atomarer Masseneinheit u , E_{CM} = Einschußenergie in MeV, i = Spinquantenzahl eines Teilchens

Der Wert für $N_T \cdot (\dot{N}_G/F)$ in (5) kann dann mit (6) eliminiert werden:

$$(d\sigma/d\Omega)_{S,CM} = \frac{\dot{N}_S \cdot \Delta\Omega_{20,S,CM}}{\dot{N}_{20,S} \cdot \Delta\Omega_{CM}} (d\sigma/d\Omega)_{20,Mott} \quad (7)$$

Mit dieser Formel ist eine Berechnung des absoluten differentiellen Streuwirkungsquerschnittes unter größeren Winkeln möglich.

Aus den Spektren der Streumessung wurden die ^{12}C -Linienzählraten unter Berücksichtigung des Untergrundes bestimmt. Die ^{12}C -Raten aus den Spektren der beiden symmetrisch zur Strahlachse aufgestellten 20° -Monitore wurden addiert; der gesamte Raumwinkel bei-

der Detektoren wurde in (7) eingesetzt, so daß Strahlschwankungen ausgeglichen werden konnten. Mit (7) war dann die Berechnung der absoluten differentiellen Streuwirkungsquerschnitte unter 90° und 120° (CM) möglich. Die unterschiedlichen Aktivzeiten der an der Messung beteiligten ADCs wurden dabei berücksichtigt.

Der nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnete Fehler des differentiellen Streuwirkungsquerschnittes setzt sich aus den Einzel Fehlern (statistische Fehler und Fehler durch Untergrund) der Zählraten von $\dot{N}_{90,120}$ und $\dot{N}_{20}$ zusammen. Er ist in den Anregungsfunktionen als Balken dargestellt.

Daneben tritt ein absoluter Fehler auf, der durch die Ungenauigkeit der LAB-Raumwinkel und der Meßwinkel bedingt ist. Die Unschärfe der Meßwinkel entsteht durch die Größe des Strahlflecks auf dem Target, durch Strahlschwankungen sowie durch die Öffnungen der Monitorblenden. Die Unschärfe wirkt sich auf die winkelabhängigen G-Faktoren ($\Delta\Omega_{CM} = G \cdot \Delta\Omega_{LAB}$) und auf den Mott-Wirkungsquerschnitt aus. Der absolute Fehler des differentiellen Streuwirkungsquerschnittes beträgt etwa 5 %.

2. ^8Be -Messungen

Die ^{12}C -Zählraten in den Monitorspektren, die zur Normierung gleichzeitig mit den ^8Be -Daten aufgenommen wurden, konnten wie die Zählraten in der Streumessung gewonnen werden.

Die ^8Be -Zählraten ergaben sich aus den ^8Be -Linien der TAC-Spektren sowie aus den zweidimensionalen Energiespektren.

Die Listmode-Daten der ^8Be -Messungen wurden mit Hilfe des Programms T16K zweidimensional auf einem Graphik-Terminal dargestellt (K184). Dabei konnten die Daten durch ein Zeitfenster begrenzt werden, das auf die Linie im TAC-Spektrum gesetzt wurde. Den Untergrund erhielt man durch ein gleich großes Fenster neben der Linie (Fig. 48).

Der interessierende Bereich eines zweidimensionalen Spektrums konnte durch einen Polygonzug abgegrenzt und auf eine Achse projiziert werden, so daß ein Linienspektrum entstand.

In den meisten Fällen war die einfache Auswertung der TAC-Linien unter Berücksichtigung des Untergrundes ausreichend. Nur bei TAC-

Spektren mit ungleichmäßigem und hohem Untergrund mußten auch die zweidimensionalen Energiespektren untersucht werden.

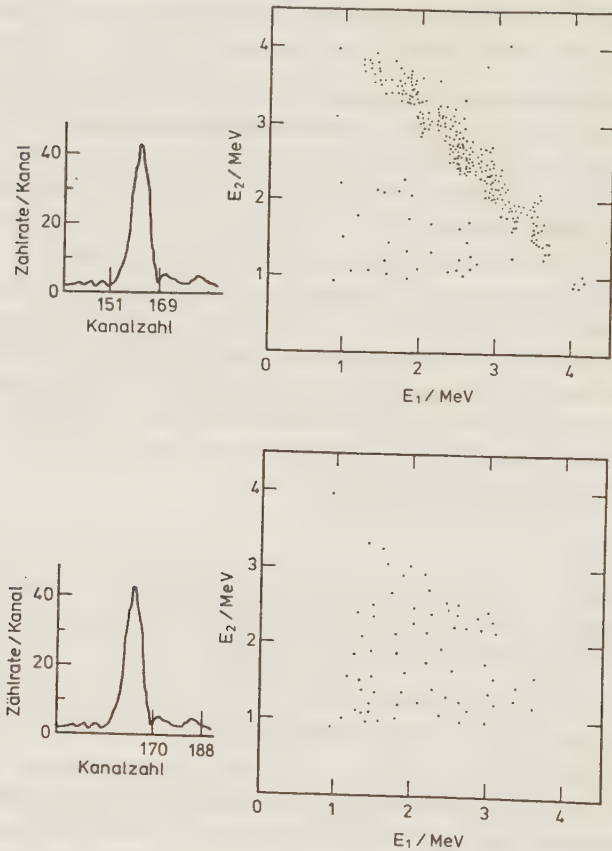


Fig. 48: Zeitfenster im TAC-Spektrum mit entsprechenden zweidimensionalen Energiespektren

oben: Fenster auf die Linie des TAC-Spektrums gesetzt

unten: Fenster neben die Linie gesetzt

In den nach (2) berechneten differentiellen ^8Be -Wirkungsquerschnitt gehen die Zählraten der gestreuten Kerne und der ^8Be -Er-

eignisse ein ($\dot{N}_S$ und $\dot{N}$) sowie der elastische Streuwirkungsquerschnitt. Alle drei Werte sind fehlerbehaftet. Diese Fehler ergeben nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz den Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes (Balken in den Anregungsfunktionen).

Ein absoluter Fehler im differentiellen Wirkungsquerschnitt ist durch die Raumwinkelfehler von Monitor und ^8Be -Detektor bedingt und kann mit etwa 7 % abgeschätzt werden.

Die geometrischen Unsicherheiten in den Blendengrößen, in den Detektorabständen zum Target, in der Größe des Strahlflecks sowie durch Strahlschwankungen bilden dabei den Hauptbeitrag. Der statistische Fehler in der Raumwinkelberechnung (Z-Programme) ist proportional $1/\sqrt{N}$ (N = Anzahl der Versuche). Bei 100000 Versuchen zeigen die Ergebnisse (siehe Fig. 14) eine Unsicherheit von etwa 1 %.

Die ^{12}C -Projektilen erleiden beim Durchfliegen des Targets einen Energieverlust. Es wird angenommen, daß die Reaktionen nach der Hälfte des Weges stattfinden (in der Targetmitte). In den Targets mit Massenbelegungen von $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ verlieren die ^{12}C -Kerne bis zur Targetmitte Energien (CM) zwischen 15 und 18 keV bei Einschußenergien (CM) zwischen 7 und 4.2 MeV.

Eine Veränderung der Targetdicke während der Messung (z.B. durch Kohlenstoffaufbau) konnte dadurch verhindert werden, daß eine Stickstoffkühlfalle benutzt und jedes Target nur etwa drei Stunden verwendet wurde.

Da die Dicken der Targets nur auf etwa 20 % genau hergestellt werden können (Kap. VIII), tritt in den Meßergebnissen ein systematischer Fehler auf. Mit verschiedenen Targets durchgeführte Messungen bei gleicher Einschußenergie und unveränderter Detektorgeometrie ergaben Unterschiede der Wirkungsquerschnitte von bis zu 20 %. Dies ist auf verschiedene tatsächliche Einschußenergien zurückzuführen, bedingt durch unterschiedliche Energieverlustwerte in den einzelnen Targets.

Mit den Z-Programmen wurden Raumwinkel für einige Einschußenergien berechnet. Mit diesen Werten wurden die Raumwinkel für die Meßpunkte der Anregungsfunktionen interpoliert.

Fig. 49a zeigt als Beispiel die Energieabhängigkeit des Raumwinkels bei der Messung unter 73.3° .

Die Bestimmung der mittleren CM-Winkel geschah folgendermaßen: Für alle in Fig. 49a dargestellten Punkte liefern die Z-Programme auch die Verteilung des gesamten Raumwinkels auf die Winkel (siehe Fig. 15). Fig. 49b zeigt diese Verteilung für eine Einschußenergie. Innerhalb der Halbwertsbreite (schraffierter Bereich) liegen etwa 75 % des gesamten Raumwinkels; die Randbereiche tragen nur wenig bei. Die Halbwertsbreite wird als Fehlerbereich angenommen; der Mittelwert der Verteilung wird von den Z-Programmen berechnet. Aus den sechs einzelnen Mittelwerten wird das arithmetische Mittel gebildet, das in den Anregungsfunktionen als endgültiger mittlerer Winkel angegeben ist. Der endgültige Fehler dieses Winkels ist so groß gewählt, daß der von allen sechs Einzelfehlern überdeckte Bereich erfaßt ist (im Beispiel: endgültiger mittlerer Winkel mit Fehler: $\theta_{CM} = 73.3^\circ \pm 2.5^\circ$).

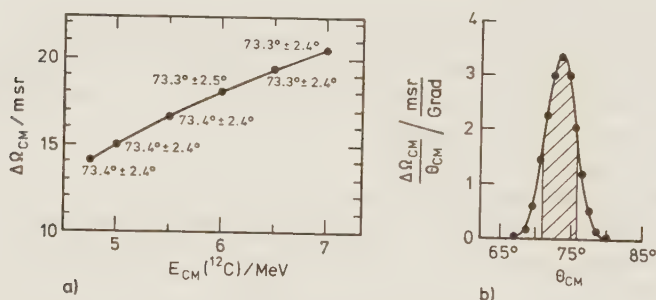


Fig. 49: a) ^8Be -Raumwinkel als Funktion der Einschußenergie
b) Verteilung des Raumwinkels auf die Winkel

X. Experimentelle Ergebnisse

1. Differentielle Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung

Der zur Normierung der ^8Be -Daten benötigte differentielle Streuwirkungsquerschnitt unter CM-Winkeln von 120° und 90° ist in Fig. 50 dargestellt. Die auf den Mott-Wirkungsquerschnitt bezogenen Werte in Fig. 51 lassen erkennen, daß die Wirkungsquerschnitte bei Energien unterhalb von 5.5 MeV der Mott-Streuformel gehorchen. Im Bereich der Coulomb-Barriere treten im untersuchten Energiebereich bis $E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) = 7$ MeV unter 120° Abweichungen bis maximal 13 % auf. Unter 90° dagegen unterliegt der Wirkungsquerschnitt stärkeren Oszillationen und fällt bei 7 MeV bis auf die Hälfte des Mott-Wirkungsquerschnittes ab. Die Kurve stimmt gut überein mit den in Fig. 51 (unten) gezeigten Daten von Spinka und Winkler (Sp74).

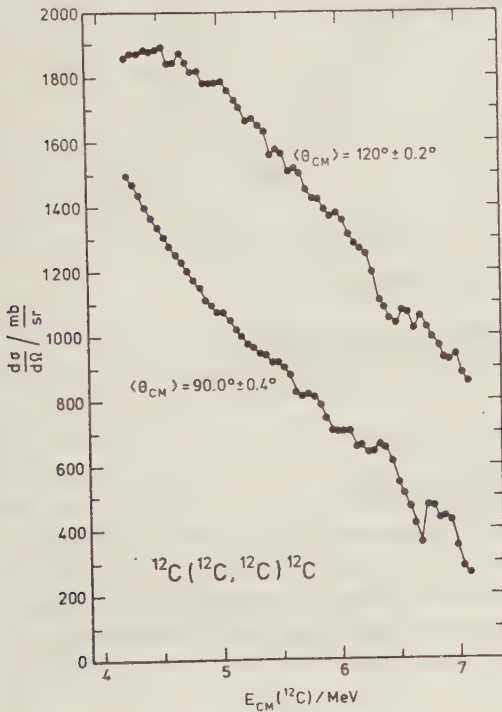


Fig. 50: Differentielle Streuwirkungsquerschnitte

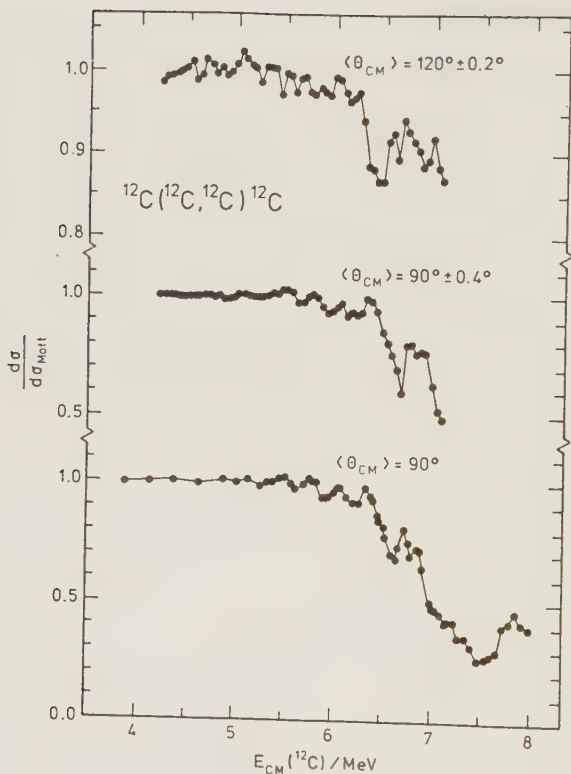


Fig. 51: Differentielle Streuwirkungsquerschnitte, normiert auf Mott-Wirkungsquerschnitte (untere Kurve von Spinka und Winkler (Sp74))

2. Differentielle ^8Be -Wirkungsquerschnitte

a) Ergebnisse der vorbereitenden Messungen

Die Suche nach der günstigsten ^8Be -Meßmethode führte zu mehreren Experimenten nahe 0° (Kap. VI). Die in Fig. 52 wiedergegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser vorbereitenden Messungen im E_{CM} -Bereich von 5 bis 6 MeV zeigen trotz der unterschiedlichen Methoden eine gute Übereinstimmung.

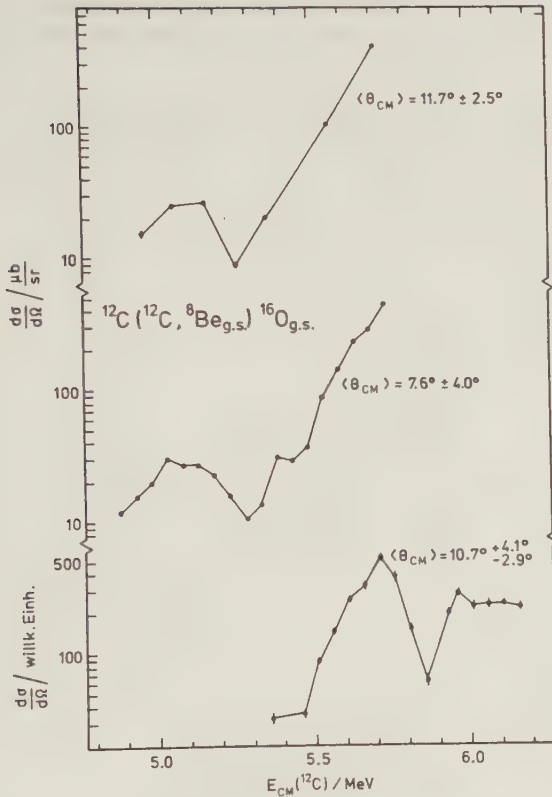


Fig. 52: Anregungsfunktionen der vorbereitenden Messungen nahe 0°

Die obere Kurve geht auf die ΔE -E-Messung mit einer zylindrischen Ionisationskammer und einem Halbleiterringdetektor zurück. Die mittlere Kurve wurde aus der ΔE -Messung mit der großen zylindrischen Ionisationskammer gewonnen. Das Ergebnis der Messung mit dem halbierten Halbleiterringdetektor wird durch die untere Anregungsfunktion wiedergegeben (der differentielle Wirkungsquerschnitt ist in willkürlichen Einheiten angegeben, weil der zur Normierung nötige Monitorraumwinkel unbekannt ist).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt aus der Messung nahe 90° mit dem halbierten Ringdetektor ist in Fig. 53 als durchgezogene Kurve abgebildet.

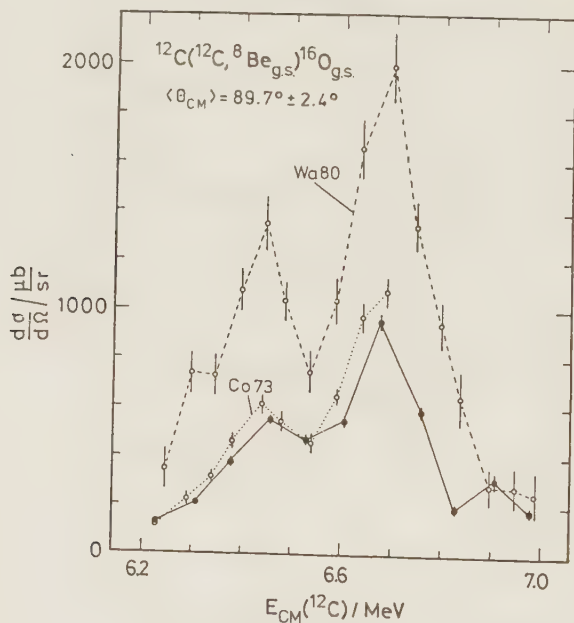


Fig. 53: Anregungsfunktionen nahe 90°
(Erläuterungen im Text)

Die absoluten Werte dieser Messung stimmen gut mit den Daten von Cooper et al. (Co73) überein, die auf einer $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Messung unter $\langle\theta_{\text{CM}}\rangle = 89.5^\circ$ beruhen (in Fig. 53 gepunktet).

Die Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}})^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ von Wada et al. (Wa80) unter $\langle\theta_{\text{CM}}\rangle = 90^\circ$ ergibt einen ähnlich verlaufenden differentiellen Wirkungsquerschnitt, der aber doppelt so hohe absolute Werte besitzt (gestrichelt). Die Abweichung des Resultats dieser ^{16}O -Messung von den Ergebnissen der ^8Be -Messungen kann nicht erklärt werden.

(Der ^{16}O -Meßwinkel von 90° (CM) entspricht auch einem ^8Be -Meßwinkel der beiden anderen Kurven von 90° (CM).)

b) Anregungsfunktion nahe 0°

Fig. 54 stellt den differentiellen ^8Be -Wirkungsquerschnitt im Bereich von 7 bis 4.2 MeV (CM) dar. Der unterhalb von 5.75 MeV bisher nicht untersuchte Wirkungsquerschnitt zeigt starke Strukturen bei 5.7 MeV, 5 MeV und 4.5 MeV, die energetisch mit Resonanzen in anderen Kanälen korreliert sind.

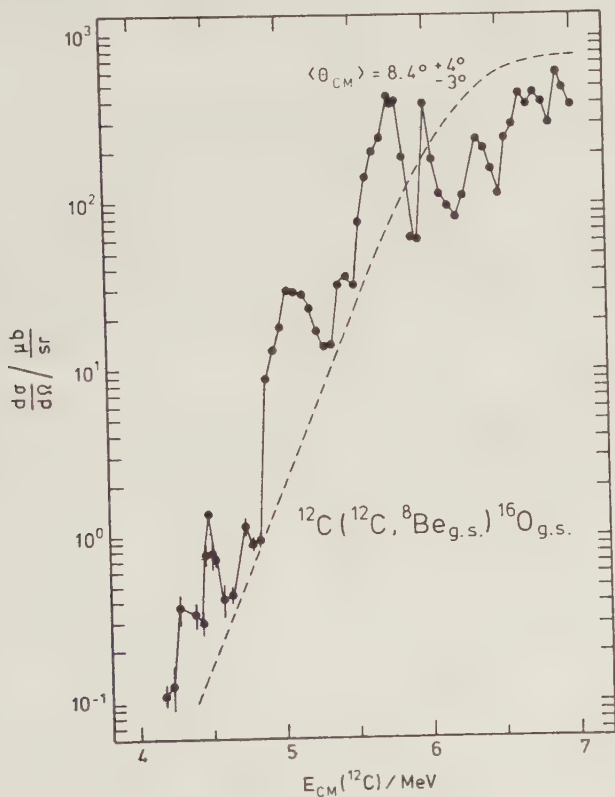


Fig. 54: Anregungsfunktion nahe 0°
(gestrichelt: Wirkungsquerschnitt nach statistischen
Modellrechnungen (Kap. XI,1))

Der Wirkungsquerschnitt fällt von 7 MeV bis 4.2 MeV um vier Zehnerpotenzen ab und verdeutlicht die Schwierigkeiten der ^8Be -Untersuchung bei niedrigen Energien. Diese Messungen sind nur mit der Ringdetektor-Technik möglich, die bei vorgegebener Auflösung einen optimalen Raumwinkel gewährleistet. Besonders auffallend ist die Verminderung um eine Größenordnung zwischen benachbarten Meßpunkten bei 4.9 MeV und 4.85 MeV. Unterhalb von 4.2 MeV scheiterte eine Fortsetzung der Messung an der geringen ^8Be -Zählrate relativ zu den Raten störender Prozesse (Kap. VIII,2).

c) Anregungsfunktionen unter sieben ausgewählten Winkeln

Im untersuchten Energiebereich von 4.9 MeV bis 7 MeV (CM) sieht man starke Strukturen umso ausgeprägter, je kleiner der Winkel ist. Während sich unter Winkeln bis 21° (CM) (Fig. 55) der Wirkungsquerschnitt um zwei Größenordnungen ändert, beträgt der Abfall zu tieferen Energien bei größeren Winkeln mehr als drei Zehnerpotenzen (Fig. 56). Unter 73.3° (CM) verschwinden die unter anderen Winkeln dominanten Strukturen bei 5.7 MeV und 6 MeV fast völlig.

Aus den sieben Anregungsfunktionen lassen sich nicht unmittelbar Aussagen über die Spins und Breiten der Resonanzen herleiten. Die dicht liegenden Strukturen überlagern sich, so daß eine ausführliche Resonanzanalyse erforderlich ist (Kap. XI,2).

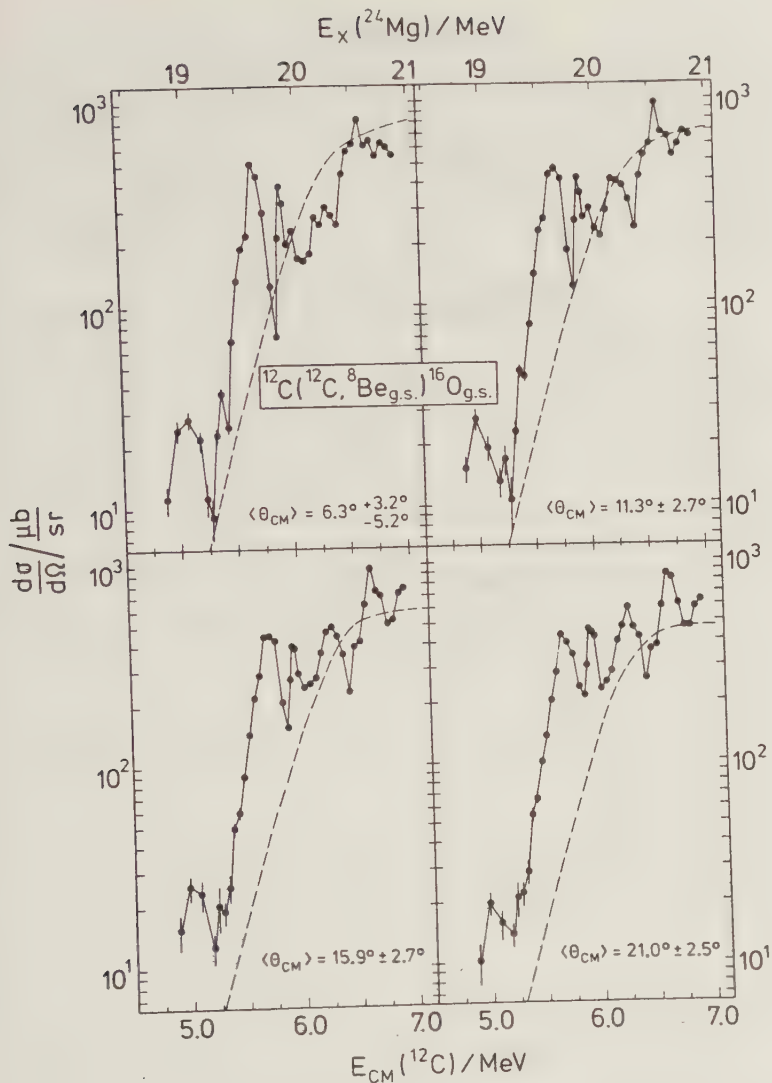


Fig. 55: Anregungsfunktionen unter ausgewählten Winkeln
(gestrichelt: Wirkungsquerschnitt nach statistischen
Modellrechnungen (Kap. XI,1))

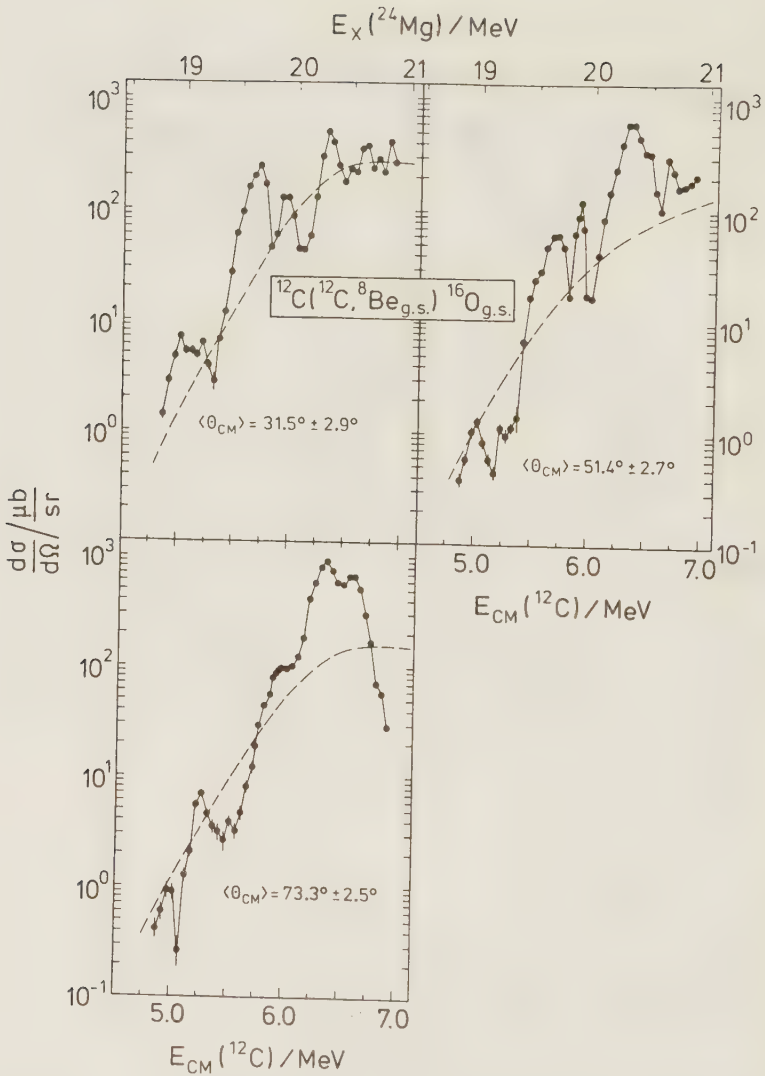


Fig. 56: Anregungsfunktionen unter ausgewählten Winkeln
(gestrichelt: Wirkungsquerschnitt nach statistischen
Modellrechnungen (Kap. XI,1))

XI. Analyse und Diskussion der Ergebnisse

Zunächst werden die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Rechnungen verglichen, die das statistische Modell liefert. Anschließend soll eine Resonanzanalyse Aufschluß über die Spins, die Partial- und Gesamtbreiten sowie über die Resonanzenergien geben. Die Strukturen werden schließlich mit bisher gefundenen Resonanzen in anderen Messungen verglichen.

1. Rechnungen nach dem statistischen Modell

Die 1952 entwickelte statistische Theorie ("Hauser-Feshbach-Theorie", Ha52) geht davon aus, daß die Reaktion über einen Compoundkern verläuft. Die Zeit zwischen Bildung und Zerfall des Compoundkernes soll lang genug sein, damit sich ein "statistisches" Gleichgewicht einstellen kann: die Energie des Projektils wird gleichmäßig auf alle beteiligten Nukleonen verteilt. Bildung und Zerfall können dann als unabhängig voneinander angenommen werden (Bohrsche Hypothese). Der Wirkungsquerschnitt kann unter dieser Voraussetzung faktorisiert werden in den Wirkungsquerschnitt $\sigma_C(\alpha)$, der über den Eingangskanal α zum Compoundkern führt, und in die Zerfallswahrscheinlichkeit in einen Ausgangskanal β .

Das Reziprozitätstheorem erlaubt, die Zerfallswahrscheinlichkeit durch die Wirkungsquerschnitte σ_C aller möglichen Kanäle auszudrücken.

Die Erhaltungssätze werden dadurch berücksichtigt, daß die Faktorisierung für jeden Gesamtdrehimpuls (Partialwellenzerlegung) und für jede Parität vorgenommen wird.

Durch die Unschärfe der Einschußenergie und die hohe Zahl überlappender Niveaus im Compoundkern werden viele Compoundkern-Zustände gemeinsam angeregt. Im allgemeinen Ausdruck des differentiellen Wirkungsquerschnittes (Bl52, Glg. 4.5, 4.6, 4.7) treten Produkte von Streumatrixelementen auf. Den komplexen Elementen, die mit der Energie schnell veränderlich sind, werden zufällige Phasen zugeordnet. Außerdem sollen keine energetischen Korrelationen zwischen verschiedenen Elementen bestehen, so daß alle Interferenzen verschwinden, wenn über die Energie gemittelt wird.

Weiterhin leitet das statistische Modell den Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkerns aus einem empirischen, komplexen Potential ("optisches Potential") zwischen den Teilchen eines Kanals her. Aus der Lösung der Schrödinger-Gleichung unter Verwendung dieses Potentials gewinnt man die Transmissionskoeffizienten. Sie sind definiert als Verhältnis der auf den Potentialwall treffenden Teilchenstromdichte zur austretenden Dichte (nach Transmission durch den Wall).

Die verbleibenden Absolutquadrate einzelner Matrixelemente werden durch die Transmissionskoeffizienten T ausgedrückt.

Sind der Eingangskanal α und der Ausgangskanal β spezifiziert durch die Bahndrehimpulse l, l' und die Kanalspins (Gesamtspins beider Teilchen) s, s' , und verläuft die Reaktion über Compoundkern-Zustände mit Drehimpulsen J und Paritäten π , so kann der energiegemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt beschrieben werden (Vo68, Glg. 46):

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right]_{\alpha\beta} = \sum_L \frac{1}{4k_\alpha^2} \cdot \sum_{J\pi} \frac{1}{(2I+1)(2i+1)} \left\{ \sum_{s_l} T_{s_l}^\alpha \right\} \cdot \sum_{s_l'} \left[\frac{T_{s_l'}^\beta}{\sum_{s_l} T_{s_l}^\beta} \right] \cdot Z(lJlJ; s_l) \cdot Z(l'J'l'; s_l') \cdot (-1)^{s-s'} \cdot P_L(\cos\theta) \quad (1)$$

($L = 0, 2, 4 \dots \min(2l, 2l', 2J)$; $k_\alpha = 2\pi/\lambda_\alpha$ (λ_α = De-Broglie-Wellenlänge der Teilchen im Eingangskanal); i, I = Spins der Teilchen im Eingangskanal; die Summen laufen über alle l, l', l'' , die in Kombination mit s, s', s'' den Compoundkern-Spin J ermöglichen; die Summe im Nenner geht über alle $T_{s_l}^\beta$, aller möglichen Kanäle γ mit l'' und s'' .)

Der differentielle Wirkungsquerschnitt besteht also im wesentlichen aus Beiträgen des Eingangskanals ($T_{s_l}^\alpha$) und des Ausgangskanals ($T_{s_l'}^\beta$) sowie aus den für die Kopplung verantwortlichen "Geometriefaktoren" ($P_L(\cos\theta)$, Z -Koeffizienten (B152)). Die geradzahligem L -Werte ergeben zu 90° (CM) symmetrische Winkelverteilungen.

Im optischen Potential

$$V(r) = V_{\text{real}}(r) + i \cdot V_{\text{im}}(r) + V_C(r)$$

wird für den Realteil $V_{\text{real}}(r)$ und den Imaginärteil $V_{\text{im}}(r)$ eine Woods-Saxon-Form angenommen:

$$V_{\text{real}}(r) = - \frac{V}{1 + \exp((r-R)/a)}$$

$$V_{\text{im}}(r) = - \frac{W}{1 + \exp((r-R_i)/a_i)}$$

Für das Coulomb-Potential $V_C(r)$ gilt:

$$V_C(r) = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad \text{für } r > R_C$$

$$= \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot 2R_C} \cdot \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right) \quad \text{für } r \leq R_C$$

Mit dem Programm ABACUS-2 (Au64) wurden die T_1 -Werte unter Verwendung der Potentialparameter aus Tabelle 11 berechnet.

	$\alpha + {}^{20}\text{Ne}$	$p + {}^{23}\text{Na}$	$n + {}^{23}\text{Mg}$	${}^8\text{Be} + {}^{16}\text{O}$	${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$
$V(\text{MeV})$	125.3	47.2	48	$7.5 + 0.4E_{\text{CM}}$	6.0^*
$R(\text{fm})$	4.21	3.56	3.62	6.10	6.18
$a(\text{fm})$	0.54	0.65	0.66	0.45	0.45
$W(\text{MeV})$	30.7	7.5	9.6	$0.4 + 0.125E_{\text{CM}}$	$0.4 + 0.125E_{\text{CM}}$
$R_i(\text{fm})$	4.34	3.56	3.62	6.10	6.18
$a_i(\text{fm})$	0.39	0.65	0.47	0.45	0.45
$R_C(\text{fm})$	4.21	3.56	-	6.10	6.18

Tab. 11: Optische Modellparameter nach Greenwood et al. (Gr65)

(* nach Galster et al. (Ga80))

Der differentielle Reaktionswirkungsquerschnitt nach Formel (1) wurde mit dem Programm STAT-2 (St75) für die wichtigsten gemessenen Anregungsfunktionen berechnet und ist in den Fig. 54, 55 und 56 (Kap. X) gestrichelt dargestellt. Da für ${}^{12}\text{C}$ -Einschußenergien bis 7 MeV (CM) alle Restkernniveaus bekannt sind (Aj80, Aj82, Aj83, En78) und ihre energetischen Lagen, Spins und Paritäten einzeln berücksichtigt werden, sind keine Niveaudichteparameter notwendig.

Die glatten Kurven geben den mittleren Verlauf der Meßdaten gut wieder. Der zunächst steile Anstieg der Kurven wird durch das Anwachsen der Produkte $T_1^\alpha \cdot T_1^\beta$, mit zunehmender Energie in (1) hervorgerufen. In Fig. 57 sind die berechneten Koeffizienten des ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ -Eingangskanals (T_1^α) sowie des ${}^8\text{Be} + {}^{16}\text{O}$ -Ausgangskanals (T_1^β) energieabhängig aufgetragen.

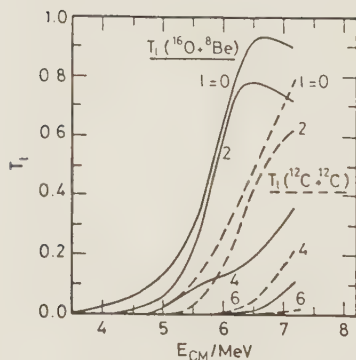


Fig. 57: Transmissionskoeffizienten von Ein- und Ausgangskanal als Funktion der Einschussenergie

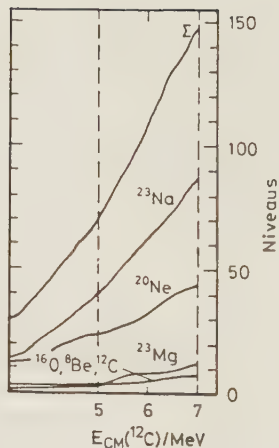


Fig. 58: Zahl der Restkernniveaus in Abhängigkeit von der Einschussenergie

Mit zunehmender Einschussenergie nimmt aber auch die Zahl der Restkernniveaus zu, in die der Compoundkern zerfallen kann (Fig. 58). Dadurch vergrößert sich die im Nenner stehende Summe über alle $T_{l''}$ der Ausgangskanäle in Formel (1). Der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt für jeden Compoundkern-Spin J ($= 1 = 1'$, Spin-0-Teilchen im Ein- und Ausgangskanal) hat die Form (Vo68, Glg. 12):

$$\sigma_J = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \cdot (2J+1) \cdot \frac{T_J^\alpha \cdot T_J^0}{\sum_{l''} T_{l''}^\alpha \cdot T_{l''}^0}$$

Die σ_J -Werte sind in Fig. 59 als Funktion der Einschussenergie dargestellt. Im betrachteten Energiebereich tragen im wesentlichen nur Compoundkern-Zustände der Spins 0, 2 und 4 zum Wirkungsquerschnitt bei.

Im differentiellen Wirkungsquerschnitt beschreiben die Legendre-Polynome die Winkelverteilung. Nahe 31.5° und 73.3° liegen Nullstellen von $P_4(\cos\theta)$ vor (Fig. 44, Kap. VIII), die verbleibenden Partial-Wirkungsquerschnitte σ_0 und σ_2 bestimmen unter diesen Winkeln den Verlauf der statistischen Wirkungsquerschnitte in Fig. 56, die im oberen Energiebereich leicht abfallen.

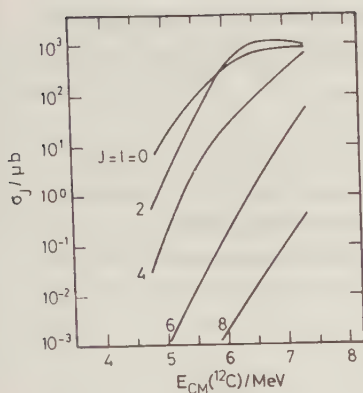


Fig. 59: Partial-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Einschüßenergie

Nahe 51.4° besitzt $P_2(\cos\theta)$ eine Nullstelle. Der Einfluß der abknickenden σ_2 -Kurve verschwindet, so daß der statistische Wirkungsquerschnitt unter 51.4° von allen abgebildeten Kurven bei höheren Energien am steilsten verläuft (Fig. 56).

Das statistische Modell beschreibt den mittleren Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes gut, kann aber die Strukturen nicht erklären, da es nur Aussagen über den energiegemittelten Wirkungsquerschnitt macht.

Auf weitere Ergebnisse der statistischen Rechnungen wird im dritten Abschnitt dieses Kapitels zurückgegriffen.

2. Datenanalyse durch eine Fitfunktion

Die Bestimmung der Breiten, Spins und Resonanzenergien der gefundenen Strukturen erfolgte mit einem Fitprogramm. Dabei wurde ähnlich verfahren wie bei der Analyse elastischer Streudaten (Hä73, Bi79). Im Gegensatz zu den Vorstellungen des statistischen Modells sollen jetzt die in den Anregungsfunktionen gefundenen Strukturen als Resonanzen beschrieben werden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich als Absolutquadrat der Streuamplitude $q(\theta, E)$ darstellen (B152, Glg. 3.13):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E) = \frac{1}{k_\alpha^2} \left| q(\theta, E) \right|^2$$

Für spinlose Teilchen im Ein- und Ausgangskanal gilt in der Partialwellenzerlegung nach Bahndrehimpulsen l des Eingangskanals (B152, Glg. 3.14):

$$q(\theta, E) = -\frac{1}{2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot P_l(\cos\theta) \cdot S_l(E)$$

Das Streumatrixelement $S_l(E)$ enthalte neben einem Term $S_{l_u}(E)$ (der einen nichtresonanten Untergrund beschreibt) auch einen resonanten Term $S_{l_r}(E)$, wenn die Partialwelle l eine Resonanz anregt (mit Resonanzspin l_r):

$$S_l(E) = S_{l_u}(E) \quad (l \neq l_r)$$

$$S_l(E) = S_{l_u}(E) + S_{l_r}(E) \quad (l = l_r)$$

Die Streuamplitude $q(\theta, E)$ läßt sich dann schreiben:

$$q(\theta, E) = -\frac{1}{2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot P_l(\cos\theta) \cdot S_{l_u}(E) - \frac{1}{2} \sum_{l=l_r}^{\infty} (2l+1) \cdot P_l(\cos\theta) \cdot S_{l_r}(E)$$

Die erste Summe wird als Untergrundterm $U(\theta, E)$ (später spezifiziert) abgekürzt geschrieben. Die Streumatrixelemente $S_{l_r}(E)$ in der zweiten Summe seien für isolierte Resonanzen mit Spin l_r durch eine Breit-Wigner-Amplitude gegeben:

$$S_{l_r}(E) = e^{i\varphi_{l_r}} \cdot \frac{i \cdot \Gamma_{l_r}^i}{(E_{l_r} - E) - i(\Gamma_{l_r}/2)}$$

$\Gamma_{l_r}^i$ = Wurzel aus dem Produkt der Partialbreiten von Ein- und Ausgangskanal;

Γ_{l_r} = totale Breite der Resonanz; E_{l_r} = Resonanzenergie;

φ_{l_r} = konstante Phase einer Breit-Wigner-Amplitude (relativ zu einer Bezugsphase, wird später erläutert)

(alle Energien im CM-System).

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man dann:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E) = \frac{1}{4k_\alpha^2} \left| U(\theta, E) - \sum_{l=l_r}^{\infty} (2l+1) \cdot P_l(\cos\theta) \cdot e^{i\varphi_{l_r}} \cdot \frac{i \cdot \Gamma_{l_r}^i}{(E_{l_r} - E) - i(\Gamma_{l_r}/2)} \right|^2 \quad (1)$$

Die Verwendung dieses Ausdrucks als Fitfunktion ist ungünstig, da der differentielle Wirkungsquerschnitt an der Coulomb-Schwelle

stark energieabhängig ist. Der Untergrundterm in (1) müßte einen nichtlinearen Verlauf fitten, so daß eine große Zahl von Fitparametern erforderlich wäre.

Günstigere Bedingungen erhält man durch die "S-Faktor-Darstellung" der Anregungsfunktionen.

Der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt σ_C , der die Bildung des Compoundkernes über den Eingangskanal beschreibt, enthält die stark energieabhängige Transmission durch die Potentialbarriere zwischen den ^{12}C -Kernen. Mit Hilfe der Transmissionskoeffizienten (aus optischen Modellrechnungen) ergibt sich:

$$\sigma_C = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \cdot \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot T_l \sim \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot T_l \right\} / E \quad (E = E_{CM})$$

Dividiert man den differentiellen Wirkungsquerschnitt durch den letzten Ausdruck, also (bis auf einen konstanten Faktor) durch σ_C , so erhält man die "S-Faktor-Darstellung", die den Einfluß der Potentialbarriere unterdrückt:

$$S = (d\sigma/d\Omega) \cdot F \quad \text{mit } F = E / \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot T_l \right\}$$

(Die Bezeichnung "S-Faktor" geht auf eine ähnliche, in der Astrophysik übliche Darstellung zurück ($\hat{S}$), die im 4. Abschnitt erläutert wird.)

Die Summenglieder und die Untergrundamplitude in (1) erhalten dann den (energieabhängigen) Faktor $f = \sqrt{F}$; der Faktor $1/4k_\alpha^2$ wird in die Betragszeichen gezogen:

$$S(\theta, E) = \left| \frac{U(\theta, E) \cdot f}{2k_\alpha} - \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \cdot P_l(\cos\theta) \cdot e^{i\varphi_l} \cdot \frac{i \Gamma_l \cdot f / 2k_\alpha}{(E_l - E) - i(\Gamma_l/2)} \right|^2 \quad (2)$$

Die Untergrundamplitude des S-Faktors wird jetzt durch den Term $U(\theta, E) \cdot f / (2k_\alpha)$ beschrieben. Aus den S-Faktor-Darstellungen der Anregungsfunktionen unter sieben Winkeln (Fig. 60 auf S. 93) geht hervor, daß der Untergrund nahezu konstant ist, wenn auch unterschiedlich bei verschiedenen Winkeln. Der Untergrundterm wird darum linear energieabhängig angenommen und winkelabhängig vorausgesetzt; die Phase $\varphi_U(\theta)$ gibt die Lage der Untergrundamplitude relativ zu einer Bezugsphase (siehe unten) an:

$$U(\theta, E) \cdot f / 2k_\alpha = \{ U_0(\theta) + U_E(\theta) \cdot E \} \cdot e^{i\varphi_U(\theta)} \quad (3)$$

Weiterhin ersetzt man in (2):

$$\Gamma_1^i \cdot f/2k_\alpha = \Gamma_1^{i'} \quad (4)$$

Die Breitenausdrücke Γ_1^i wachsen im allgemeinen mit der Energie (Bl59), während $f/2k_\alpha$ mit steigender Energie abnimmt (durch den Einfluß der Γ_1 in $f = \sqrt{E/\{\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot \Gamma_l\}}$). Die Parameter $\Gamma_1^{i'}$ werden darum energieunabhängig gefittet; die Werte für Γ_1^i werden nach Beendigung des Fits aus (4) berechnet.

Die Fitfunktion (2) hat mit (3) und (4) dann die Form: (5)

$$S(\theta, E) = \left| \left\{ U_0(\theta) + U_E(\theta) \cdot E \cdot e^{i\varphi_U(\theta)} - \sum_{l=1_r} (2l+1) P_l(\cos\theta) e^{i\varphi_l} \cdot \frac{i \cdot \Gamma_1^{i'}}{(E_1 - E) - i(\Gamma_1/2)} \right\} \right|^2$$

Der Wirkungsquerschnitt bzw. der S-Faktor wird also beschrieben durch Einzelresonanzen mit bestimmten Spins, Resonanzenergien, Breiten und Gesamtbreiten, die untereinander und mit dem Untergrund interferieren können.

Die S-Faktor-Darstellungen (Fig. 60) der Anregungsfunktionen in Fig. 55 und 56 (unter sieben Winkeln) wurden gleichzeitig gemäß (5) gefittet. (Andere, früher gezeigte Anregungsfunktionen eignen sich nicht für die Analyse, da sie entweder zu kleine Energiebereiche umfassen oder keine zusätzliche Winkelinformation bieten.)

Die Spins der Resonanzen werden vorgegeben und nicht gefittet. (Falsch angenommene Spin-Werte machen sich, wie später erläutert, in der Güte des Fits bemerkbar.)

Als Fitparameter treten auf:

für jeden Winkel die Untergrundparameter $U_0(\theta)$, $U_E(\theta)$ und $\varphi_U(\theta)$;
für jede angenommene Resonanz ($l = 1_r$) die Größen $\Gamma_1^{i'}$, Γ_1 , E_1 und φ_l . Da eine Phase überzählig ist, wird die der ersten Resonanz willkürlich gleich Null gesetzt und stellt die Bezugsphase dar.

Als Fit-Unterprogramm dient CURFIT (Be69). Die Güte des Fits wird ausgedrückt durch die Größe:

$$\chi^2 = \frac{1}{n-r} \sum_i \frac{(S_{i,\text{exp}} - S)^2}{\sigma_{i,\text{exp}}^2}$$

n = Anzahl der Meßpunkte
 r = Anzahl der Fitparameter
 $S_{i,\text{exp}}$ = experimenteller Wert des S-Faktors
 $\sigma_{i,\text{exp}}$ = experimenteller Fehler des S-Faktors
 S = Wert der Fitfunktion

Der experimentelle Fehler setzt sich aus dem statistischen Fehler (Fehlerbalken in den Anregungsfunktionen, im Mittel etwa 4 %) und einem absoluten Fehler zusammen. Dieser wird mit 20 % des jeweiligen experimentellen S-Faktor-Wertes angenommen (Kap. IX,2) und zum statistischen Fehler addiert.

Die Anzahl aller Meßpunkte beträgt 295 (Summe aus allen sieben Kurven). Nach Berechnung des minimalen χ^2 -Wertes wird für jeden einzelnen Parameter die Änderung ermittelt, die eine Verdopplung des χ^2 -Wertes bewirkt. Diese Änderung ist als Fehler des Fit-Parameters angegeben (Tabelle 12).

Wesentlich für die Rechenzeit und die Güte eines Fits ist die Wahl vernünftiger Startparameter. Die experimentellen Daten in der S-Faktor-Darstellung (Fig. 60) lassen zunächst fünf Resonanzen vermuten ($l = l_r$): $E_1 = 5.0, 5.7, 5.94, 6.3, 6.6$ MeV. Als grobe Abschätzung der Untergrundparameter wird angenommen, daß in den Minima der Meßkurven der Beitrag der Resonanzen verschwindet. Aus den Minimalwerten $S_{\min}(\theta)$ werden dann mit (5) die Startparameter $U_0(\theta)$ bestimmt, wobei $U_E(\theta)$ sowie $\psi_U(\theta)$ die Startwerte 0 erhalten. Die Resonanzbreiten bei der Hälfte der Maxima (bezogen auf den Untergrund) werden als Startparameter für Γ_1 angenommen; der Startwert der Resonanzenergie E_1 halbiert dabei den Γ_1 -Bereich. Wenn der Startwert für ψ_1 gleich Null gesetzt wird, kann mit (5) der Ausdruck $(2l+1) \cdot P_l(\cos\theta) \cdot \Gamma_1^{i'}$ unter Verwendung der gefundenen Werte für $U_0(\theta)$, Γ_1 und E_1 abgeschätzt werden. (Je nach angenommenem Spin ergibt sich jedoch ein anderer Startwert für $\Gamma_1^{i'}$.)

Diese Methode zur Bestimmung der Resonanz-Startparameter wurde für jede vermutete Resonanz in den Meßkurven durchgeführt und mittlere Werte berechnet. Dabei zeigte sich, daß zumindest eine der Strukturen (5.7 MeV) als aus zwei interferierenden Einzelresonanzen zusammengesetzt angenommen werden muß.

Es mußten demnach wenigstens 6 Resonanzen berücksichtigt werden. Ließ man Spinwerte von 0, 2, 4 und 6 zu, so ergaben sich $4^6 = 4096$ Kombinationsmöglichkeiten, d.h. ebenso viele Durchläufe des Fit-Programms. Wegen der benötigten Rechenzeit (etwa eine Stunde pro Lauf) mußte eine Vorauswahl getroffen werden:

Die Bereiche der sieben Anregungsfunktionen (4.8 - 7 MeV) wurden in Einzelbereiche unterteilt: jeweils drei Abschnitte, in denen entweder eine oder zwei Resonanzen angenommen wurden (4.8 - 5.3 MeV; 5.3 - 5.85 MeV; 5.85 - 6.1 MeV); ein Bereich mit höchstens drei vermuteten Resonanzen (6.1 - 7 MeV).

Läßt man Spinwerte von 0, 2, 4, 6 und auch 8 zu, so sind 245 Fits erforderlich. Bei diesen vorläufigen Rechnungen wurde auf die Berücksichtigung des Untergrundes verzichtet, weil er in den schmalen Energiebereichen nicht sinnvoll angefitet werden kann. Außerdem hätte den relativ wenigen Meßpunkten der Einzelbereiche eine zu große Zahl von Fit-Parametern gegenübergestanden. Wegen der ausgewählten Meßwinkel sind die Rechnungen sehr empfindlich auf falsch angenommene Spinwerte: entweder wird der Γ_1^i -Wert (Resonanzstärke) extrem klein (Resonanz verschwindet) oder der Γ_1 -Wert sehr groß und die Resonanz wird weit außerhalb des Meßbereiches gelegt (fungiert als Untergrund).

9 Fits lieferten zufriedenstellende Ergebnisse. Die Beurteilung beruhte auf minimalen χ^2 -Werten, auf dem optischen Vergleich zwischen Meß- und Fitkurven sowie auf realistischen Ergebnissen für die Parameter.

Aus den insgesamt 9 Ergebnissen für die 4 Einzelbereiche ließen sich 18 Kombinationen für den gesamten Energiebereich bilden. Dabei kamen 10 Kombinationen mit 6 oder 8 Resonanzen vor, die alle (jetzt mit Untergrund) gefittet wurden.

Viele der in den Einzelbereich-Fits identifizierten Resonanzen genügten jetzt nicht mehr der Forderung, in Kombination mit Resonanzen anderer Gebiete den gesamten Energiebereich zu beschreiben. Nur eine der 18 Möglichkeiten erfüllte die Bedingung gut. Die wichtigsten Parameter dieses besten Fits sind (mit Fehler) in Tabelle 12 angegeben. (Die Untergrund-Parameter sind klein und tragen nur wenig zum S-Faktor bzw. Wirkungsquerschnitt bei.)

Fig. 60 zeigt die Fitkurven zusammen mit den Meßpunkten.

1^{π}_r	E_{1r}/MeV	$\Gamma_{1r}^i = \sqrt{\Gamma_c \cdot \Gamma_{\text{Be}}}/\text{keV}$	Γ_{1r}/keV
2^+	5.03 (0.02)	1.8 (0.3)	180 (36)
2^+	5.68 (0.01)	8.9 (0.9)	240 (24)
0^+	5.71 (0.02)	11.7 (2.4)	184 (34)
0^+	5.92 (0.01)	4.7 (1.1)	63 (16)
4^+	5.96 (0.01)	1.4 (0.3)	119 (22)
0^+	6.35 (0.01)	74.2 (6.0)	247 (23)
2^+	6.48 (0.02)	24.5 (4.0)	326 (41)

Tab. 12: Resonanzparameter des besten Fits ($\chi^2 = 1.44$)

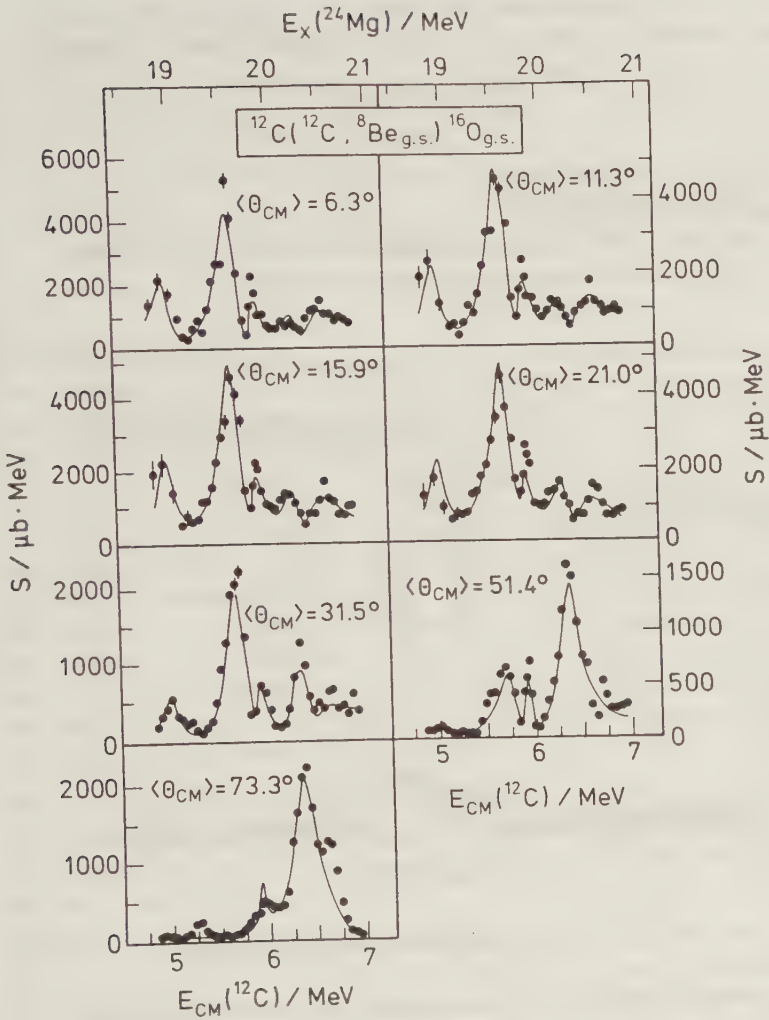


Fig. 60: S-Faktor-Darstellung von sieben Anregungsfunktionen (Punkte) mit Fitkurven

Die Stärke des Beitrages einer Resonanz zum S-Faktor läßt sich anschaulich darstellen, wenn (5) geeignet umgeformt wird:

$$S(\theta, E) = \left| A_U(\theta, E) \cdot e^{i\varphi_U(\theta)} + \sum_{l=1}^{\infty} A_{lr}(E) \cdot P_l(\cos\theta) \cdot e^{i\alpha_{lr}(E)} \right|^2 \quad (6)$$

Jede Resonanz ist durch einen Betrag $A_{lr}(E) \cdot P_{lr}(\cos\theta)$ und eine Phase $\alpha_{lr}(E)$ charakterisiert.

In Fig. 61 sind $A_{lr}(E)$ (winkelunabhängiger Anteil des Betrages) und $\alpha_{lr}(E)$ für jede Resonanzamplitude dargestellt.

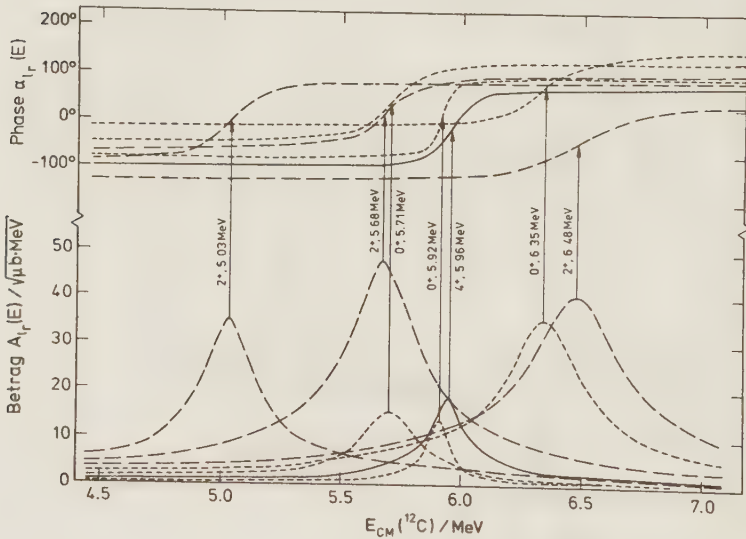


Fig. 61: Beträge und Phasen der Resonanzamplituden gemäß (6)

Deutlich treten 4 Resonanzen hervor: drei gut getrennte 2^+ -Resonanzen sowie eine 0^+ -Resonanz bei 6.35 MeV. Die restlichen Resonanzen tragen weniger zum S-Faktor bzw. Wirkungsquerschnitt bei.

Berücksichtigt man die Werte der P_l -Verteilungen (Fig. 62), so können die Fitkurven in Fig. 60 erklärt werden:

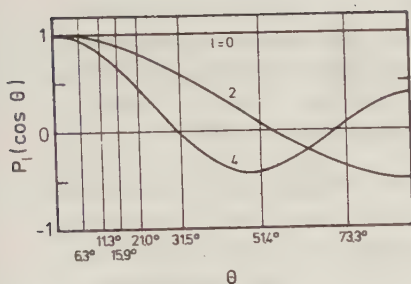


Fig. 62: $P_l(\cos \theta)$ -Verteilungen mit eingezeichneten Meßwinkeln ($\theta = \theta_{CM}$)

Resonanz 5.03 MeV; 2^+

Ihr Verhalten unter den verschiedenen Winkeln wird durch die P_2 -Verteilung bestimmt. Da die anderen Resonanzen weit getrennt liegen, treten nur geringe Interferenzen auf.

Resonanzen 5.68 MeV; 2^+ und 5.71 MeV; 0^+

Sie bilden unter den ersten 5 Winkeln eine gemeinsame, starke Struktur, die unter 51.4° schwächer ist und unter 73.3° verschwindet. Beide Resonanzen sind nahezu gleichphasig. Unter den kleineren Winkeln tritt konstruktive Interferenz auf, während unter 51.4° der P_2 -Wert sehr klein wird. Unter 73.3° schließlich führt der negative P_2 -Wert zu einem negativen Ausdruck für $A_2 P_2$ oder (im Sinne von Betrag und Phase) zur Gegenphasigkeit beider Resonanzen. Diese destruktive Interferenz läßt die Struktur verschwinden.

Resonanzen 5.92 MeV; 0^+ und 5.96 MeV; 4^+

Beide Resonanzen ergeben eine gemeinsame Struktur, die aber nicht einfach erklärt werden kann, da die Beiträge benachbarter Resonanzen sehr stark sind.

Resonanzen 6.35 MeV; 0^+ und 6.48 MeV; 2^+

Ihre Beiträge zum S-Faktor sind nur unter 51.4° und 73.3° wesentlich. Sie zeigen ein gegenphasiges Verhalten, das zu destruktiver Interferenz führt. Erst unter 51.4° wird P_2 sehr klein, und die 0^+ -Resonanz kann sich auswirken. Unter 73.3° schließlich wird durch den negativen P_2 -Wert die Gegenphasigkeit aufgehoben. Damit zeigen die beiden Resonanzen gegensinniges Verhalten wie das Resonanzpaar bei 5.68 und 5.71 MeV.

In der Darstellung der Wirkungsquerschnitte (Fig. 63) sind die Fitkurven entsprechend umgerechnet. Wenn auch eine vollständige Anpassung an alle kleineren Schwankungen der Wirkungsquerschnitte nicht gelingt, so können doch die wesentlichen Strukturen durch die Annahme von sieben Resonanzen gut angefitet werden.

Die glatten durchgezogenen Kurven stellen den geringen Beitrag des reinen Untergrundes zum Wirkungsquerschnitt dar (Absolutquadrat der Untergrundamplitude). Die Kurven zeigen einen ähnlichen Anstieg wie die des statistischen Wirkungsquerschnittes (gestrichelt), liegen aber deutlich tiefer.

Der ansteigende Verlauf ergibt sich zwangsläufig: In der S-Faktor-Darstellung des Fits wird für den Untergrund eine schwache, lineare Energieabhängigkeit angenommen. Die Umrechnung auf den Wirkungsquerschnitt führt auf die steilen Kurven (Einfluß der Coulomb-Schwelle).

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels (XI,6) werden die Ergebnisse der Fitanalyse den Resultaten der statistischen Rechnungen gegenübergestellt und diskutiert.

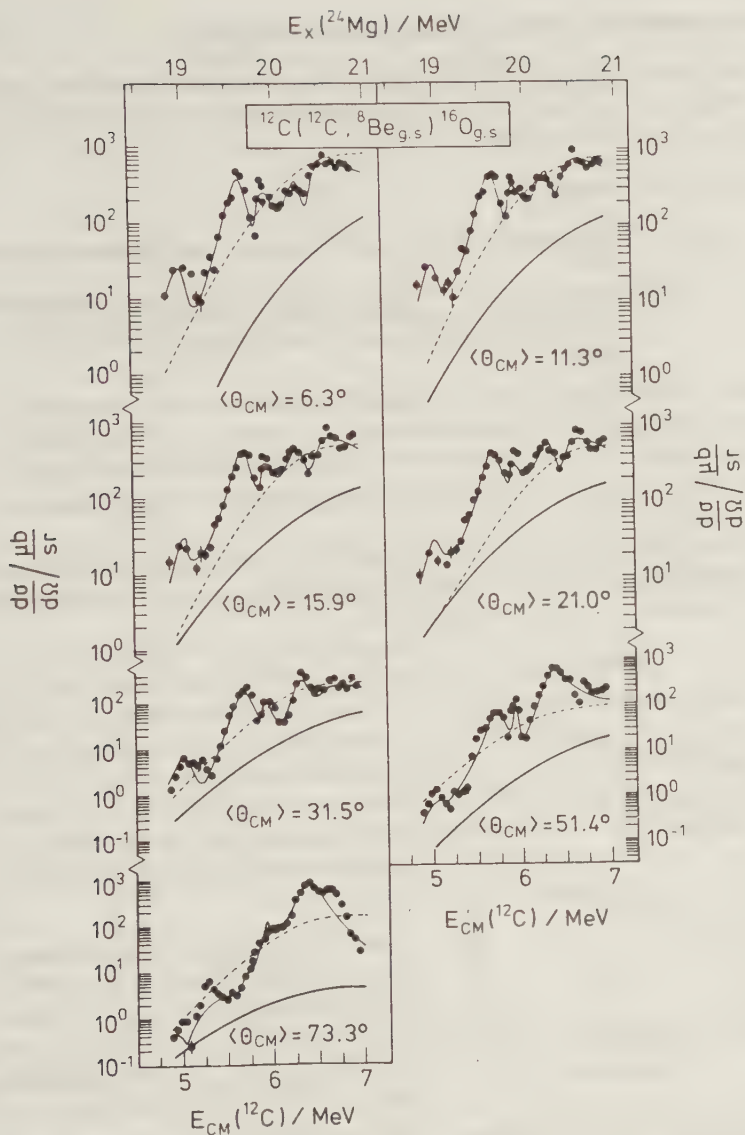


Fig. 63: Anregungsfunktionen (Punkte) und Fitkurven (die glatten Kurven entsprechen dem Absolutquadrat der Untergrundamplitude; die gestrichelten Kurven stellen den statistischen Wirkungsquerschnitt dar)

3. Breitenbestimmung nach dem statistischen Modell

Nach der statistischen Theorie läßt sich die mittlere Breite $\langle \Gamma_{J\pi} \rangle$ von Compoundkern-Zuständen bestimmter $J\pi$ -Werte durch die Formel beschreiben (Vo68, Glg. 99):

$$\langle \Gamma_{J\pi} \rangle = \sum I_1^i / \{ 2\pi \varrho_{J\pi}(E_x) \}$$

mit $\varrho_{J\pi}(E_x)$ = Niveaudichte der Compoundkern-Zustände bei der Anregungsenergie E_x

$\sum I_1^i$ = Summe sämtlicher Transmissionskoeffizienten, die zum Zerfall der Compoundkern-Zustände beitragen (berücksichtigt werden alle Teilchenkanäle i mit allen Restkernzuständen in jedem Kanal)

Es müssen diejenigen l -Werte beachtet werden, die in Kombination mit den Kanalspins den Compoundkern-Spin ermöglichen. Erstreckt sich die Summation nur über die I_1 eines Kanals, so erhält man die Partialbreite $\langle \Gamma_{J\pi}^i \rangle$ für den Zerfall der Compoundkern-Zustände in diesen Kanal.

Das Rechenprogramm STAT-2 (St75) liefert in Verbindung mit optischen Modellrechnungen die jeweiligen I_1^i -Summen; die Niveaudichten $\varrho_{J\pi}(E_x)$ können Fig. 64 entnommen werden.

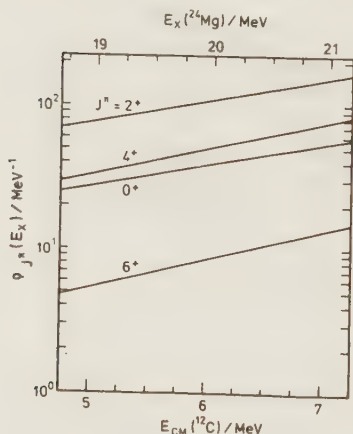


Fig. 64: Niveaudichten im Compoundkern ^{24}Mg für geradzählige Spins und positive Paritäten (nach A. Gilbert und A.G.W. Cameron (Gi65))

Wegen der vielen Restkernniveaus in den α -, p - und n -Kanälen (siehe Fig. 58) sind die entsprechenden $\sum I_1^i$ -Werte dieser Kanäle und damit die Partialbreiten am größten. Die C - und Be -Partialbreiten sind dagegen sehr klein und tragen nur unwesentlich zur Gesamtbreite bei.

Tabelle 13 stellt die experimentellen Werte Γ_1^i und Γ_1 aus der Fit-Analyse (Tab. 12) den statistischen Werten $\langle \Gamma_1^i \rangle$ und $\langle \Gamma_1 \rangle$ für den $^{8}\text{Be.g.s.} + ^{16}\text{O.g.s.}$ -Kanal gegenüber (mit $l = J, \pi$ stets positiv).

Die beobachteten Strukturen besitzen (bis auf die $0^+ - 5.92$ MeV-Resonanz) erheblich größere Ge-

sambreiten (2- bis 6mal) sowie wesentlich stärkere Partialbreiten (11- bis 55mal) als Compoundkern-Resonanzen, deren Breiten nach dem statistischen Modell ermittelt werden können.

1π	E_1/MeV	$\Gamma_1^i = \sqrt{\Gamma_C \cdot \Gamma_{Be}} / \text{keV}$	Γ_1 / keV	$\langle \Gamma_1^i \rangle = \sqrt{\langle \Gamma_C \rangle \cdot \langle \Gamma_{Be} \rangle} / \text{keV}$	$\langle \Gamma_1 \rangle / \text{keV}$	$\frac{\Gamma_1^i}{\langle \Gamma_1^i \rangle}$	$\frac{\Gamma_1}{\langle \Gamma_1 \rangle}$
2^+	5.03	1.8	180	0.03	44	55	4
2^+	5.68	8.9	240	0.20	46	45	5
0^+	5.71	11.7	184	1.06	54	11	3
0^+	5.92	4.7	63	1.39	56	3	1
4^+	5.96	1.4	119	0.12	68	12	2
0^+	6.35	74.2	247	2.03	60	37	4
2^+	6.48	24.5	326	0.70	57	35	6

Tab. 13: Experimentelle und statistische Breiten

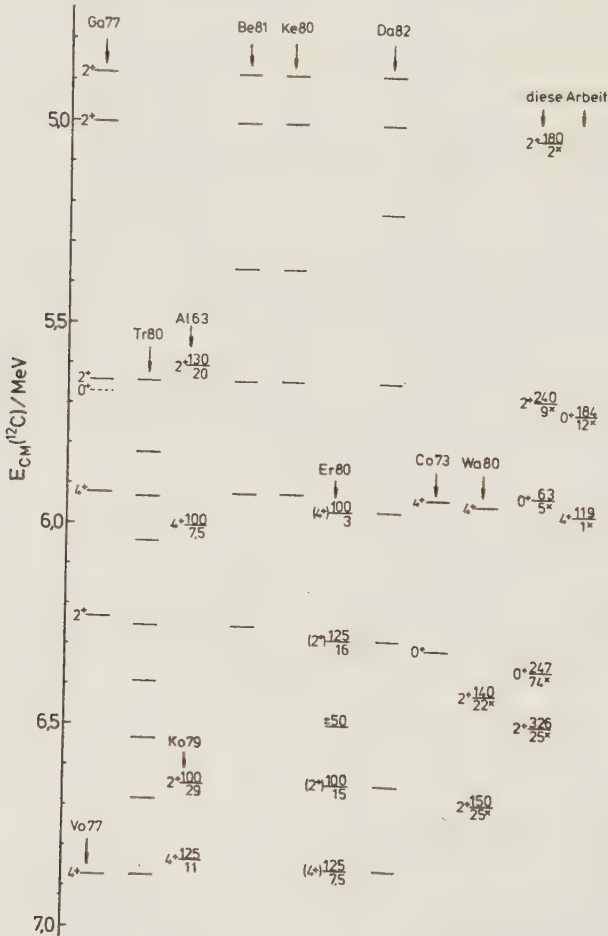
Auch lassen die berechneten hohen Niveaudichten von 30/MeV bis 150/MeV (Fig. 64) eine Erklärung der sieben Resonanzen als einzelne Compoundkern-Zustände nicht zu, da höchstens drei Strukturen gleichen Spins pro MeV gefunden wurden.

Wenn bei hohen Anregungsenergien die Compoundkern-Zustandsbreiten im Vergleich zur Unschärfe der Einschußenergien groß sind, so ist die vom statistischen Modell vorgenommene Energiemittelung (Abschnitt 1) unvollständig, und Interferenzen zwischen den Streumatrixelementen heben sich nicht auf. In den Anregungsfunktionen treten die als Fluktuationen bekannten Strukturen auf. Die Theorie zeigt, daß die mittleren Breiten der Fluktuationen den mittleren Compoundkern-Zustandsbreiten entsprechen. Da die Compoundkern-Zustände wesentlich geringere Breiten aufweisen als die beobachteten Resonanzen (Tab. 13), können die gefundenen Strukturen nicht als Fluktuationen gedeutet werden.

Wie ein Vergleich mit anderen Messungen ergibt (folgender Abschnitt), treten die meisten der beobachteten Strukturen auch in anderen Kanälen sowie im totalen Wirkungsquerschnitt energiekorreliert auf. Dies spricht ebenfalls gegen eine Interpretation als Fluktuationen, da bei einer großen Zahl unabhängiger Reaktionskanäle eine energetische Korrelation der Fluktuationen sehr unwahrscheinlich ist. Eine Überlagerung der Fluktuationen im totalen Wirkungsquerschnitt muß zu einer starken Dämpfung führen.

4. Vergleich mit bisherigen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Messungen

In Tabelle 14 (mit nachfolgenden Erläuterungen) sind alle bisherigen Messungen im untersuchten Energiebereich dieser Arbeit aufgeführt.



Tab. 14: Sub-Coulomb-Resonanzen im System $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

(angegeben sind jeweils die Energielage einer Resonanz als waagerechter Strich, der J^π -Wert, die Gesamtbreite und die ^{12}C -Partialbreite: $J^\pi \frac{\Gamma}{\Gamma_C}$ (soweit bekannt))

x: statt Γ_C bei Wa80 $\sqrt{\Gamma_C \cdot \Gamma_O}$, in dieser Arbeit $\sqrt{\Gamma_C \cdot \Gamma_{Be}}$

Erläuterungen zu Tabelle 14:

Referenz	Reaktion	Energiebereich $E_{CM}(^{12}\text{C})/\text{MeV}$	Bemerkungen zur Bestimmung von Spins und Breiten
Al63	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$	5.4 - 6.2	Spins aus α -Winkelverteilungen, Γ aus elastischen Streudaten be- rechnet
Be81	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)$	2.8 - 6.3	
Co73	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{gs})^{16}\text{O}_{gs}$	5.8 - 6.7	Spins aus $^8\text{Be}_{gs}$ -Winkelverteilungen
Da82	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, X\gamma), X=n, p, \alpha$	4.2 - 7.0	
Er80	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, X\gamma), X=n, p, \alpha$	5.6 - 10.0	Berechnung des totalen Reaktions- wirkungsquerschnitts durch Normie- rung auf Teilchen-Messungen; Γ ge- messen, Γ_C berechnet (Spins aus an- deren Messungen übernommen)
Ga77	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$	4.0 - 8.0	Spins aus α -Winkelverteilungen
Ke80	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, X\gamma), X=n, p, \alpha$	2.45 - 6.15	
Ko79	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$	6.5 - 7.07	Spins aus Winkelverteilungen (Pha- sen-Shift-Analyse); Γ_C mit Breit- Wigner-Ansatz berechnet
Tr80	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$	5.5 - 12.8	
Vo77	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$	6.5 - 12.0	Spins aus α -Winkelverteilungen
Wa80	$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}_{gs})^8\text{Be}_{gs}$	6.0 - 11.0	Spins aus $^{16}\text{O}_{gs}$ -Winkelverteilungen; Γ und $\sqrt{\Gamma_C \cdot \Gamma_0}$ mit Breit-Wigner-An- satz berechnet

(Die Partialbreiten Γ_0 und Γ_{Be} müssen wegen desselben Ausgangskanals gleich sein; die Indizes kennzeichnen nur die spektroskopierten Teilchen.)

In Fig. 65 sind einige Ergebnisse als "astrophysikalischer S-Faktor" gezeigt.

In Abschnitt 2 wurde der S-Faktor $S = (d\sigma/d\Omega) \cdot [E / \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l]$ eingeführt. Im astrophysikalisch interessanten Energiebereich weit unterhalb der Coulomb-Barriere spielt nur noch der zur Partialwelle mit $l=0$ gehörende Transmissionskoeffizient T_0 eine Rolle.

Berücksichtigt man nur ein Coulomb-Potential, das am Kernrand abbricht ($V_C(r) = Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 / (4\pi\epsilon_0 r)$ für $r \geq R$), so kann T_0 näherungsweise berech-
net werden (Ma74, Glg. 3.37):

$$T_0 \approx \exp\left\{(-2/\hbar) \int_0^d \sqrt{2m(V_C(r) - E)} dr\right\}$$

d = Potentialdicke
 E = Einschubenergie (CM)
 m = reduzierte Masse

Nach Lösen des Integrals und Entwicklung nach E/V_C ($E \ll V_C$) bis zur 2. Ordnung erhält man (unter Vernachlässigung eines energieunabhängigen Terms) für den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Eingangskanal (Pa69):

$$T_0 \approx \exp\{(-87.21/\sqrt{E}) - 0.46 \cdot E\} \quad (E \text{ in MeV})$$

Der astrophysikalische $\hat{S}$ -Faktor lautet dann:

$$\hat{S} = (d\sigma/d\Omega) \cdot E \cdot \exp\{(87.21/\sqrt{E}) + 0.46 \cdot E\}$$

In der Astrophysik wird der S -Faktor für den totalen Reaktionswirkungsquerschnitt berechnet, im Gegensatz zum hier auftretenden differentiellen Wirkungsquerschnitt. Außerdem sind im untersuchten Energiebereich der vorliegenden Arbeit die Näherungen nicht zulässig. Dennoch wurde in Fig. 65 die $\hat{S}$ -Faktor-Darstellung gewählt, weil auch die untere Kurve (Ga77) so veröffentlicht ist.

Die Darstellung von Galster et al. (Ga77) zeigt den $\hat{S}$ -Faktor der winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte der ersten sechs ^{20}Ne -Zustände im $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ -Kanal.

Die Kurve der γ -Ausbeute besteht in der oberen Energiehälfte aus dem $\hat{S}$ -Faktor der Summe aller γ -Übergänge von den jeweils ersten angeregten Zuständen von ^{23}Na (440 keV), ^{23}Mg (451 keV) und ^{20}Ne (1634 keV) zu den Grundzuständen. Die Daten sind absolut normiert auf entsprechende Teilchenmessungen von Patterson et al. (Pa69) und als Wirkungsquerschnitte veröffentlicht (Er80). Die untere Kurvenhälfte ($E_{\text{CM}}(^{12}\text{C}) < 6 \text{ MeV}$) enthält angepaßte Daten der γ -Übergänge von ^{23}Na (440 keV) und ^{20}Ne (1634 keV) (Ke80).

Die $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}})^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Kurve geht auf veröffentlichte Wirkungsquerschnitte zurück, die sich als Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte unter 14 Winkeln ergeben, gewichtet mit den Sinus-Werten der jeweiligen Meßwinkel (Wa80). Dadurch wird ein winkelintegrierter Wirkungsquerschnitt angenähert (siehe Glg. (1) auf S. 106).

In der oberen Kurve sind die Daten der vorliegenden Arbeit mit derselben Wichtung dargestellt.

Der Vergleich der gefundenen Resonanzen mit den beobachteten Strukturen in Messungen anderer Autoren soll mit Hilfe von Tabelle 14 und Fig. 65 vorgenommen werden.

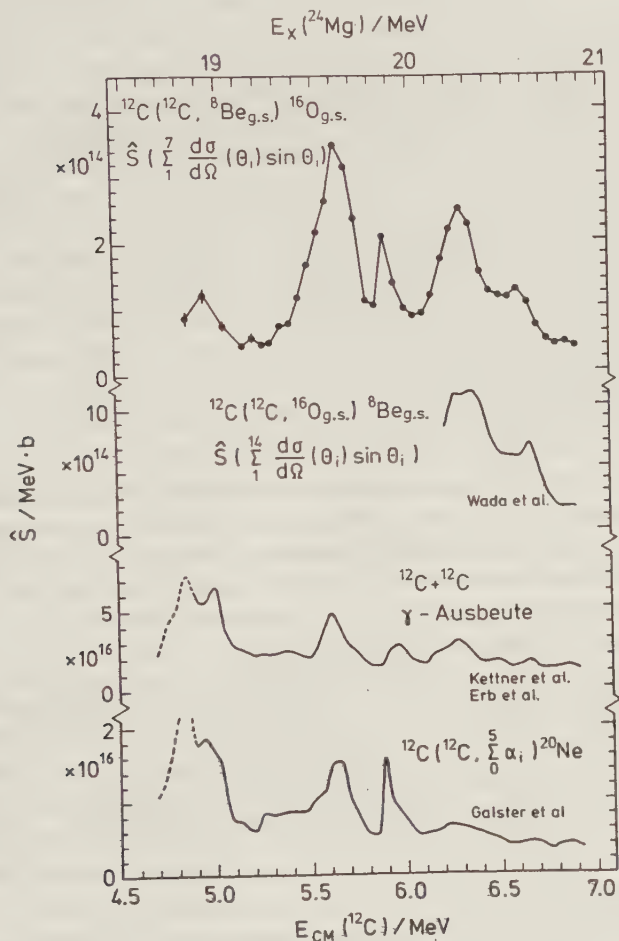


Fig. 65: $\bar{S}$ -Faktor-Darstellung einiger $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Untersuchungen (im Energiebereich der vorliegenden Arbeit)

5.03 MeV; 2^+

Alle anderen Messungen liefern in unmittelbarer Nähe (5.00 MeV) ebenfalls eine Resonanz. Nur Galster et al. führen eine Spinbestimmung durch und erhalten auch einen J^π -Wert von 2^+ für diesen Zustand. Die in anderen Arbeiten festgestellte Resonanz bei 4.88 MeV (in Fig. 65 gestrichelt dargestellt) kann hier nicht nachgewiesen werden. Dabei ist die $\hat{S}$ -Faktor-Kurve der vorliegenden Arbeit wegen der größeren Schrittweite zwischen den ersten vier Punkten allein nicht aussagekräftig. Die Wirkungsquerschnitte unter bestimmten Winkeln in Fig. 55 und 56 zeigen aber auch keine Struktur. Unterhalb von 4.9 MeV (letzter Meßpunkt) macht sich ein starker Zählratenabfall bemerkbar, der keine weitere Resonanz bestätigt. Auch die mit extremem Raumwinkel durchgeführte Messung nahe 0° (Fig. 54) zu tieferen Energien hin gibt keinen Hinweis auf eine Resonanz dicht unterhalb von 5 MeV im $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanal, zeigt aber eine schwache Struktur bei etwa 4.75 MeV. Breitenbestimmungen anderer Arbeiten liegen nicht vor.

Doppelresonanz 5.68 MeV; 2^+ und 5.71 MeV; 0^+

In unmittelbarer Nähe identifizieren alle anderen Autoren ebenfalls eine Struktur, die aber schmaler ist. Almquist et al. sowie Galster et al. bestimmen einen 2^+ -Spinwert. Galster et al. vermuten daneben einen 0^+ -Zustand bei 5.67 MeV (gestrichelt in Tab. 14), in guter Übereinstimmung mit der hier gefundenen Struktur.

Doppelresonanz 5.92 MeV; 0^+ und 5.96 MeV; 4^+

Alle Autoren registrieren in diesem Energiebereich eine Resonanz; Spinbestimmungen ergeben übereinstimmend einen 4^+ -Wert. Eine Resonanzanalyse zweier Autoren liefert eine Breite von 100 keV, die mit der Breite von 119 keV in dieser Arbeit vergleichbar ist. Die hier festgestellte schwache 0^+ -Resonanz wird sonst nicht nachgewiesen.

6.35 MeV; 0^+ und 6.48 MeV; 2^+

Die beiden Resonanzen fallen in einen Energiebereich, in dem kein einheitlicher Nachweis der Strukturen vorliegt. Während in α -Wirkungsquerschnitten keine Strukturen beobachtet werden, finden Treu et al. Resonanzen in der elastischen Streuung (6.39 MeV und 6.35 MeV). Wada et al. analysieren zwei getrennte 2^+ -Resonanzen (6.41

MeV und 6.68 MeV), finden aber auch in beiden Strukturen einen 0^{+} -Beitrag. Im Gegensatz zu anderen Messungen kann im ${}^8\text{Be}+{}^{16}\text{O}$ -Kanal weder von Wada et al. noch in dieser Arbeit eine 4^{+} -Resonanz bei höheren Energien (≈ 6.85 MeV) nachgewiesen werden.

Der totale ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnitt im Bereich der Coulomb-Barriere ist in vielen Messungen untersucht worden. Zu seiner Bestimmung können verschiedene Methoden angewendet werden. Durch Teilchenmessungen (α , p, Rückstoßkerne) gewinnt man absolute Wirkungsquerschnitte. Durch Messung der γ -Strahlung der Restkerne erhält man relative Wirkungsquerschnitte, die auf Teilchendaten normiert werden müssen. Daneben gestattet eine "totale γ -Messung" unter Berücksichtigung der gesamten γ -Ausbeute die direkte Bestimmung des totalen Reaktionswirkungsquerschnittes (Da82, siehe auch dortige Hinweise auf die anderen Methoden). Alle γ -Messungen müssen jedoch noch die Beiträge der "strahlungslosen" Kanäle (Grundzustände der Restkerne) berücksichtigen und damit auf Teilchendaten zurückgreifen. Bei allen bisherigen Untersuchungen des totalen Reaktionswirkungsquerschnittes fehlt der ${}^8\text{Be}+{}^{16}\text{O}$ -Kanal.

Treu et al. (Tr80) bestimmen den totalen Reaktionswirkungsquerschnitt aus der elastischen Streuung ("sum-of-differences method"). Dabei werden alle Kanäle indirekt berücksichtigt, auch der ${}^8\text{Be}+{}^{16}\text{O}$ -Kanal. Fig. 66 zeigt einen Vergleich von totalen Reaktionswirkungsquerschnitten, die auf fünf verschiedene Messungen zurückgehen (mittlere Kurve). (Die zu hohen Werte von Patterson et al. beruhen auf zu großen α -Wirkungsquerschnitten, wie Galster et al. (Ga77) nachweisen.) Hinzugefügt sind in Fig. 66 die Daten von Treu et al. (obere Punkte). Der totale Reaktionswirkungsquerschnitt ist etwa doppelt so groß wie der aus anderen Messungen. Dasmahapatra et al. (Da82) sehen eine mögliche Ursache dieser Abweichung im Beitrag des ${}^8\text{Be}+{}^{16}\text{O}$ -Kanals, der nur in den Meßpunkten von Treu et al. berücksichtigt ist.

In der unteren Kurve ist eine Abschätzung des winkelintegrierten ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}){}^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ -Wirkungsquerschnittes aus den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit dargestellt.

Dieser abgeschätzte Wirkungsquerschnitt erreicht höchstens 10 % des totalen Reaktionswirkungsquerschnittes (bei 6.34 MeV), trägt

aber sonst nur zu wenigen Prozenten bei. Unter der Voraussetzung, daß auch der angeregte ^8Be -Zustand (hier nicht untersucht) keine große Rolle spielt, kann die Abweichung des totalen Reaktionswirkungsquerschnittes von Treu et al. von den Wirkungsquerschnitten der Messungen anderer Autoren nicht durch den $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ -Anteil erklärt werden.

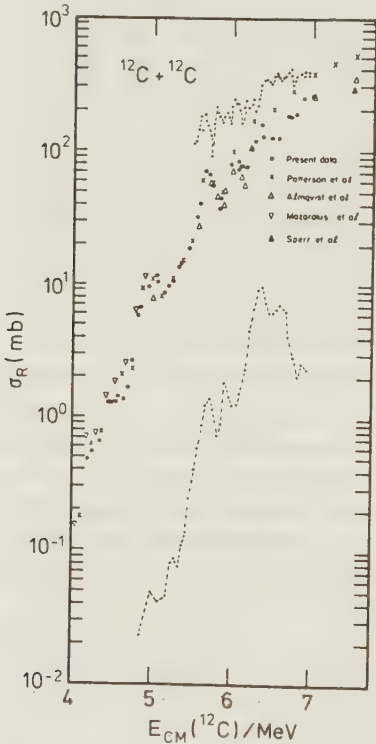


Fig. 66:
Totale $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnitte aus fünf Messungen (Da82); hinzugefügt:
totaler $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnitt nach Treu et al. (Tr80) (obere Kurve),
winkelintegrierter Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion aus dieser Arbeit (untere Kurve)

Der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt durch Integration über den Raumwinkel:

$$\sigma = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} (d\sigma/d\Omega) \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi = 2\pi \cdot \int_0^{\pi} (d\sigma/d\Omega) \cdot \sin\theta \cdot d\theta$$

Näherungsweise gilt:

$$\sigma \approx 4\pi \cdot \sum_i (d\sigma/d\Omega)_i \cdot \sin\theta_i \cdot \Delta\theta_i \quad (1) \quad \text{(Summation im Bereich von } 0 \text{ bis } \pi/2)$$

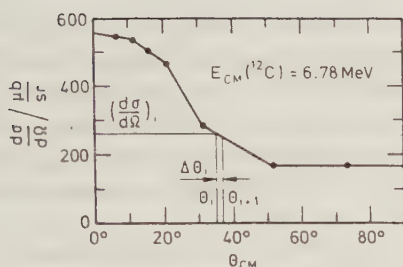


Fig. 67: Zur Abschätzung des winkel-integrierten Wirkungsquerschnittes

Fig. 67 gibt (exemplarisch für eine Energie) die differentiellen Wirkungsquerschnitte unter den sieben Meßwinkeln an. Die Punkte sind durch Geraden verbunden. Die in (1) benötigten Größen gehen aus der Abbildung hervor.

Für die Sternentwicklung ist die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wichtig. Sterne, die massenreicher als $1.4 \cdot M_{\odot}$ ("Chandrasekhar-Masse") sind, bauen durch "hydrostatisches C-Brennen" $((0.6 - 1.2) \cdot 10^9 \text{ K})$ oder "explosives C-Brennen" $(2 \cdot 10^9 \text{ K})$ schwerere Elemente auf.

Aus dem Produkt der Maxwell-Boltzmann-Temperaturverteilung und dem zu kleinen Energien hin stark abfallenden $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnitt kann eine maximale Reaktionsrate im Bereich des explosiven C-Brennens bei CM-Energien von $(2.4 \pm 0.5) \text{ MeV}$ abgeschätzt werden (Ar69). In diesem Bereich kommen als Ausgangskanäle nur noch $\alpha + ^{20}\text{Ne}$, $p + ^{23}\text{Na}$ und $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ in Frage. Untersuchungen der beiden ersten Kanäle konnten bis herab zu Energien von 2.3 MeV vorgenommen werden (Is80, Ma73, Be81, Ke80). Bezüglich des $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ -Kanals führen die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen zu den bisher tiefsten Energien.

Fig. 66 zeigt, daß der Wirkungsquerschnitt des $^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ -Kanals bei kleinen Energien weniger als 1% des totalen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnittes beträgt. Die Kurven beider Wirkungsquerschnitte zeigen ein gleich starkes Absinken bis zu 4.88 MeV. Der steile Abfall setzt sich im differentiellen $^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ -Wirkungsquerschnitt nahe 0° zu noch tieferen Energien hin (bis 4.18 MeV) fort (Fig. 54). Demnach ist beim explosiven C-Brennen die Bedeutung des $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ -Kanals wahrscheinlich gering (angeregte ^8Be - oder ^{16}O -Zustände spielen im Bereich von 2.4 MeV keine Rolle mehr). Vermutlich bewirkt die hohe Coulomb-Schwelle zwischen ^8Be und ^{16}O ($E_C \approx 6.0 \text{ MeV}$), daß bei kleinen Energien die Kanäle $p + ^{23}\text{Na}$ ($E_C \approx 2.4 \text{ MeV}$) und $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ ($E_C \approx 4.0 \text{ MeV}$) bevorzugt werden.

5. Theoretische Vorstellungen

Die Strukturen bei 5, 5.7 und 6 MeV treten in allen Kanälen und damit auch im totalen Reaktionswirkungsquerschnitt energetisch korreliert auf. Sie können also keine statistischen Fluktuationen sein, sondern werden als "intermediäre Resonanzen" bezeichnet, da ihre Breiten zwischen den Breiten direkter Prozesse und denen von Compoundkern-Resonanzen liegen.

Wichtig für die Aufklärung der inneren Struktur einer Resonanz sind die Größen ihrer Partialbreiten Γ_i für bestimmte Ausgangskanäle. Die Summe aller Partialbreiten ergibt die Gesamtbreite. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten einer Resonanz sind den Partialbreiten direkt proportional. Eine große Partialbreite bedeutet einen bevorzugten Zerfall in den betreffenden Kanal, für den dann eine strukturelle Ähnlichkeit mit dem resonanten Zustand vermutet werden kann. Die großen ^{12}C -Partialbreiten der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Resonanzen begründeten den Begriff des " ^{12}C - ^{12}C -Kernmoleküls", der dem Resonanzzustand eine dem Eingangskanal ähnliche Konfiguration zuschreibt.

In der Analyse (Abschnitt 2) wurde für jede Resonanz die Größe $\sqrt{\Gamma_{\text{C}} \cdot \Gamma_{\text{Be}}}$ berechnet, also die Wurzel aus dem Partialbreitenprodukt von Ein- und Ausgangskanal. Mit bekanntem Γ_{C} -Wert aus der elastischen Streuung kann dann die Partialbreite des $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ -Ausgangskanals gewonnen werden (wenn vorausgesetzt wird, daß dieselbe Resonanz vorliegt).

Mit den Γ_{C} -Werten von Erb et al. (Er80, Er77) erhält man:

$$\text{Resonanz } 5.03 \text{ MeV; } 2^+: \sqrt{\Gamma_{\text{C}} \cdot \Gamma_{\text{Be}}} \approx 2 \text{ keV, } \Gamma_{\text{C}} \approx 1 \text{ keV} \rightarrow \Gamma_{\text{Be}} \approx 4 \text{ keV}$$

$$\text{Resonanz } 5.68 \text{ MeV; } 2^+: \sqrt{\Gamma_{\text{C}} \cdot \Gamma_{\text{Be}}} \approx 9 \text{ keV, } \Gamma_{\text{C}} \approx 10 \text{ keV} \rightarrow \Gamma_{\text{Be}} \approx 8 \text{ keV}$$

$$\text{Resonanz } 5.96 \text{ MeV; } 4^+: \sqrt{\Gamma_{\text{C}} \cdot \Gamma_{\text{Be}}} \approx 1 \text{ keV, } \Gamma_{\text{C}} \approx 3 \text{ keV} \rightarrow \Gamma_{\text{Be}} \approx 0.3 \text{ keV}$$

Für die beiden ersten Strukturen spielt damit der Zerfall in den $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ -Kanal eine mindestens ebenso große Rolle wie der Zerfall in den elastischen Kanal.

Die Resonanzen bei 6.35 MeV und 6.48 MeV lassen eine Γ_{Be} -Berechnung nicht zu, da keine Γ_{C} -Werte bekannt sind. Die sehr großen Werte für $\sqrt{\Gamma_{\text{C}} \cdot \Gamma_{\text{Be}}}$ (74 keV in der 6.35 MeV- 0^+ -Resonanz bei einer Gesamtbreite von 247 keV und 25 keV in der 6.48 MeV- 2^+ -Resonanz bei 326 keV Gesamtbreite) lassen aber große Γ_{Be} -Werte vermuten.

Auch Wada et al. (Wa80) finden im selben Energiebereich große $\sqrt{\Gamma_C \cdot \Gamma_0}$ -Werte (siehe Tab. 14), wenn auch ihre Analyse andere Gesamtbreiten liefert.

Eine modellunabhängige Beschreibung der intermediären Resonanzen wurde von Feshbach (Fe67) gegeben. Das Reaktionssystem durchläuft vom Anfangszustand (Eingangskanal) bis zur Bildung des Compoundkerns sog. "Doorway-Zustände", die als "Precompoundkerne" sofort in Ausgangskanäle zerfallen können. Die Zerfallsbreite eines solchen Zustandes mit einem bestimmten J^π -Wert setzt sich zusammen aus der Zerfallsbreite in den Compoundkern (eventuell über eine Reihe aufeinanderfolgender weiterer Doorway-Zustände), die proportional der Dichte ρ von Compoundkern-Zuständen gleicher J^π -Werte ist, sowie aus der Breite für den unmittelbaren Zerfall in Ausgangskanäle (proportional zur Zahl offener Kanäle mit entsprechenden J^π -Werten). Nur bei hinreichend kleiner Zerfallsbreite, also langer Lebensdauer, kann ein Doorway-Zustand experimentell beobachtet werden.

Mit verschiedenen Modellen ist bisher versucht worden, die Energielagen und -breiten der Strukturen zu erklären. Die großen Partialbreiten des elastischen Kanals legen für die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Resonanzen die Annahme molekulartiger Doorway-Zustände nahe. Diese Vorstellung wird weiter dadurch unterstützt, daß die Resonanzenergien (CM), aufgetragen gegen $J(J+1)$, auf einer Geraden (Rotationsbande) liegen. Das aus der Steigung der Geraden gewonnene Trägheitsmoment θ entspricht dem einer "Hantel" aus zwei sich berührenden ^{12}C -Kernen. Der Schnittpunkt E_0 mit der Energieachse (bei $J=0$) ist etwa so groß wie die Coulomb-Energie der aneinanderstossenden ^{12}C -Teilchen (Ab80):

$$E = (\hbar^2/2\theta) \cdot J(J+1) + E_0$$

Läßt man weitere Freiheitsgrade dadurch zu, daß die Kerne einzeln oder gemeinsam angeregt werden können (Im68, Ab80; Rechnungen nach der Methode gekoppelter Kanäle), so erhält man Rotationsbanden für die inelastischen Kanäle in der Umgebung der elastischen Rotationsbande. Dadurch kann die beobachtete Fragmentierung der Resonanzen erklärt werden: mehrere Zustände gleichen Spins treten in begrenzten Energiebereichen auf.

So finden Fletcher et al. (F176) bei höheren Einschubenergien im $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanal Anhäufungen intermediärer Resonanzen mit gleichen Spins: bei $E_{\text{CM}}(^{12}\text{C})$ von 13.35 bis 17.15 MeV sechs 10^+ -Resonanzen, von 11.43 bis 12.86 MeV fünf 8^+ -Resonanzen. Wada et al. (Wa80) sehen eine Fortsetzung zu tieferen Energien: von 10.29 bis 10.98 MeV weitere vier 8^+ -Resonanzen, von 8.88 bis 9.99 MeV sechs 6^+ -Strukturen sowie von 7.90 bis 8.58 MeV vier 4^+ -Strukturen. In diese Systematik passen die gefundenen Resonanzen dieser Arbeit: der Bereich von 5 bis 7 MeV enthält (bis auf die 4^+ -Resonanz bei 5.94 MeV) nur 0^+ - und 2^+ -Strukturen.

Diese Beobachtungen deuten darauf hin, daß in bestimmten Energiebereichen nur eine Partialwelle des Eingangskanals für die Anregung der Strukturen verantwortlich ist. Aus Rechnungen nach dem optischen Modell folgt, daß gerade die zum l-Wert des "streifenden Einfalls" gehörende Partialwelle die Resonanzen hervorruft, während die Wellen kleinerer Drehimpulse absorbiert werden.

Bei den kleinen Einschubenergien in den Experimenten dieser Arbeit tragen nur Partialwellen mit $l=0$ und $l=2$ wesentlich zur Reaktion bei (siehe Fig. 57 und 59, Transmissionskoeffizienten und Partialwirkungsquerschnitte als Funktion der Energie dargestellt). Dadurch wird klar, daß hauptsächlich intermediäre Resonanzen mit j^π -Werten von 0^+ und 2^+ gefunden werden.

6. Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ wird in der vorliegenden Arbeit unter verschiedenen Meßwinkeln zwischen 6.3° und 73.3° (CM) im Bereich von 4.9 MeV bis 7 MeV (CM) untersucht. Eine Messung nahe 0° kann trotz des geringen Wirkungsquerschnittes bis zur tiefsten Energie von 4.2 MeV durchgeführt werden. In den differentiellen Wirkungsquerschnitten zeigen sich starke Strukturen intermediärer Breite.

Eine Resonanzanalyse mit einer Fitfunktion, die den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Summe von Breit-Wigner-Amplituden und Untergrundtermen darstellt, identifiziert im Bereich von 4.9 bis 7 MeV sieben Resonanzen. Die Untergrundamplituden, die nichtresonante, energieabhängige Beiträge zum Wirkungsquerschnitt repräsentieren und die damit grundsätzlich sowohl einen statistischen als auch einen direkten Wirkungsquerschnitt beschreiben können, werden sehr klein berechnet. Im Ergebnis der Analyse fehlt also praktisch ein statistischer oder direkter Beitrag.

Dem stehen die Resultate der Hauser-Feshbach-Rechnungen gegenüber, die die gemessenen Wirkungsquerschnitte im energetischen Mittel gut beschreiben. Die statistischen Wirkungsquerschnitte sind erheblich größer als die Untergrundbeiträge der Analyse (bis zu 40-mal). Interpretiert man die Strukturen als statistische Fluktuationen, so müssen deren mittlere Breiten nach den Aussagen der Fluktuationstheorie den mittleren Breiten der Compoundkern-Zustände entsprechen. Die analysierten Resonanzen besitzen jedoch erheblich größere Gesamtbreiten und wesentlich höhere Werte für die Wurzel aus den Partialbreiten von Ein- und Ausgangskanal ($\sqrt{\Gamma_{\text{C}} \cdot \Gamma_{\text{Be}}}$) als Compoundkern-Zustände, deren Breiten nach der statistischen Theorie berechnet werden. Auch sprechen die geringe Zahl der Resonanzen und das energiekorrelierte Auftreten der meisten Strukturen in anderen Kanälen und im totalen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnitt gegen eine Erklärung als Fluktuationen.

Eine widerspruchsfreie Interpretation wäre dann möglich, wenn der statistische Wirkungsquerschnitt zu groß berechnet wäre und tatsächlich nur dem geringen Untergrund der Resonanzanalyse entspräche. Eine Unsicherheit in den statistischen Rechnungen liegt in der Wahl der Potentialparameter des $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanals, für den meist

ähnliche Parameter wie für den $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Kanal verwendet werden. Eine direkte Anpassung dieser Werte an elastische Streudaten ist nicht möglich, da mit den instabilen ^8Be -Teilchen keine Streumessungen durchgeführt werden kann.

Durch Veränderung der Parameter des $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanals (aus Tab. 11) kann eine Erniedrigung des statistischen Wirkungsquerschnittes angestrebt werden. Dabei zeigt sich aber, daß selbst extreme Änderungen nur zu einer Senkung um 20 bis 30 % führen.

Reduziert man den Einfluß des Imaginärpotentials, das im optischen Modell die Compoundkernbildung bewirkt, so verringern sich damit die Transmissionskoeffizienten. Eine starke Veränderung des W-Wertes von $(0.4 \text{ MeV} + 0.125 E_{\text{CM}})$ auf einen konstanten Wert von 0.4 MeV sowie eine Erniedrigung des Radius R_1 von 6.1 auf 5.5 fm und der Diffusenness von 0.45 auf 0.3 fm führen lediglich zu einer Verminderung des statistischen Wirkungsquerschnittes um etwa 20 %. Verringert man außerdem das Realpotential V von $(7.5 \text{ MeV} + 0.4 E_{\text{CM}})$ auf 5 MeV, so sinkt der Wirkungsquerschnitt um 30 %. Selbst eine zusätzliche Reduzierung der Parameter des Eingangskanals auf die Werte der Parameter des $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ -Kanals verringert den statistischen Wirkungsquerschnitt nur auf die Hälfte (bis auf eine stärkere Verminderung bei kleinen Einschüßenergien im Bereich von 5 MeV). Die Veränderung der $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Potential-Parameter ist aber nicht gerechtfertigt, da elastische Streudaten gut gefittet werden (Ga80).

Es ist daher nicht möglich, den schwachen Untergrund aus der Resonanzanalyse mit dem statistischen Wirkungsquerschnitt der Hauser-Feshbach-Rechnungen zu identifizieren.

Eine spekulative Erklärung der Strukturen ist denkbar: Compoundkern-Niveaus gleichen Spins treten in eng begrenzten Energiebereichen gehäuft auf und führen durch Interferenzeffekte zu den beobachteten Strukturen, die sich in der Analyse als sieben Resonanzen darstellen. Die statistischen Rechnungen berücksichtigen zwar nicht die Ansammlungen von Niveaus, können aber dennoch den mittleren Wirkungsquerschnitt gut wiedergeben. (Die Resonanzanalyse kann die Anhäufungen nicht simulieren, da in den eng begrenzten Energiebereichen den wenigen Meßpunkten zu viele Fitparameter gegenüberstünden.)

Daneben kann die Möglichkeit eines direkten Transfers nicht ausgeschlossen werden, bei dem durch den Austausch eines α -Teilchens die Ausgangskanäle $^{16}\text{O}+^8\text{Be}$ und $^{16}\text{O}+2\alpha$ erreicht werden. Theoretische Abschätzungen für diesen direkten Anteil am totalen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnitt ergeben nahe

5 MeV Werte von weniger als 1 % ($Ko70$). In dieser Größenordnung liegt auch der in der vorliegenden Arbeit abgeschätzte winkelintegrierte Beitrag des ${}^8\text{Be}_{g.s.} + {}^{16}\text{O}_{g.s.}$ -Kanals am totalen ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnitt. Eine Erklärung für das Auftreten der Strukturen kann ein direkter Beitrag jedoch nicht geben.

Stützt man sich allein auf die Ergebnisse der modellunabhängigen Resonanzanalyse, so können die Strukturen als nichtstatistische intermediäre Zustände interpretiert werden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden fast ausschließlich durch die sieben Resonanzamplituden bestimmt. Ein statistischer oder direkter Beitrag ist gering.

Die Tatsache, daß die Hauser-Feshbach-Rechnungen die mittleren Wirkungsquerschnitte gut beschreiben, muß dann als zufällig betrachtet werden.

Der Anregungsmechanismus und die Konfiguration der intermediären Resonanzen können auch durch diese Arbeit nicht geklärt werden. Die beiden Strukturen bei 5.03 MeV (2^+) und 5.68 MeV (2^+), die auch in anderen Kanälen auftreten, besitzen ${}^8\text{Be}$ -Partialbreiten, die den Partialbreiten des elastischen ${}^{12}\text{C}$ -Kanals vergleichbar sind. Die starken Strukturen bei 6.35 MeV (0^+) und 6.48 MeV (2^+) mit großen $\sqrt{\Gamma_{\text{C}} \cdot \Gamma_{\text{Be}}}$ -Werten könnten mit Strukturen im elastischen Kanal (6.39 MeV und 6.53 MeV) identisch sein. Alle vier Resonanzen deuten auf eine ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ - bzw. ${}^8\text{Be} + {}^{16}\text{O}$ -Konfiguration von zugrundeliegenden "molekularen" Zwischenzuständen. Die kleinen Spinwerte der Resonanzen sind darauf zurückzuführen, daß im Sub-Coulomb-Bereich vom Eingangskanal her nur kleine Drehimpulse möglich sind.

Der ${}^8\text{Be} - {}^{16}\text{O}$ -Kanal besitzt im astrophysikalisch wichtigen Energiebereich keinen großen Anteil am totalen ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ -Reaktionswirkungsquerschnitt, wie die hier vorgestellten Untersuchungen bei den bisher kleinsten Energien vermuten lassen. Wegen der schwierigen ${}^8\text{Be}$ -Identifikation erscheinen Messungen bei noch tieferen Energien als nicht lohnend.

Literaturverzeichnis

- Ab80 Y. Abe, Y. Kondo, T. Matsuse
Prog. Theor. Phys. Suppl. 68 (1980) 303
- Aj80 F. Ajzenberg-Selove
Nucl. Phys. A320 (1980) 80 und
F. Ajzenberg-Selove and C. Langell Busch
Nucl. Phys. A336 (1980) 1
- Aj82 F. Ajzenberg-Selove
Nucl. Phys. A375 (1982) 1
- Aj83 F. Ajzenberg-Selove
Nucl. Phys. A392 (1983) 120
- Al63 E. Almquist, D.A. Bromley, J.A. Kuehner, and B. Whalen
Phys. Rev. 130 (1963) 1140
- Ar69 W.D. Arnett and J.W. Truran
Astrophys. J. 157 (1969) 339
- Au64 E.H. Auerbach, Optical-Model Program, ABACUS-2, revised version
Report no BNL 6562 (1964) unveröffentl.
- Be69 P.R. Bevington
Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences
New York (1963)
- Be81 H.W. Becker, K.U. Kettner, C. Rolfs, and H.P. Trautvetter
Z. Physik A303 (1981) 305
- Bi79 J.H. Billen
Phys. Rev. C20 (1979) 1648
- B152 J.M. Blatt and L.C. Biedenharn
Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258
- B159 J.M. Blatt und V.F. Weisskopf
Theoretische Kernphysik
Leipzig (1959)
- Br72 I. Bronstein und K. Semendjajew
Taschenbuch der Mathematik
Frankfurt/M. (1972)
- Bu64 H. v. Buttlar
Einführung in die Grundlagen der Kernphysik
Frankfurt/M. (1964)
- Co73 M.D. Cooper, P.H. Lau, and W.N. Reisdorf
Nucl. Phys. Lab., Univ. of Washington, Seattle
Ann. Report (1973) 81, unveröffentl.
- Da82 B. Dasmahapatra, B. Cujek, and F. Lahlou
Nucl. Phys. A384 (1982) 257

- Dr84 J. Drevermann
Diplomarbeit, Bochum (1984) unveröffentl.
- En78 P.A. Endt and C. van der Leun
Nucl. Phys. A310 (1978) 67 und 96
- Er77 K.A. Erb, R.R. Betts, and D.A. Bromley
Proc. Intern. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo (1977) 640
- Er80 K.A. Erb, R.R. Betts, S.K. Korotky, M.M. Hindi, P.P. Tung,
M.W. Sachs, S.J. Willett, and D.A. Bromley
Phys. Rev. C22 (1980) 507
- Fe67 H. Feshbach, A.K. Kerman, and R.H. Lemmer
Ann. Phys. 41 (1967) 230
- F176 N.R. Fletcher, J.D. Fox, G.J. Kekelis, G.R. Morgan, and G.A. Norton
Phys. Rev. C13 (1976) 1173
- Ga77 W. Galster, W. Treu, P. Dück, H. Fröhlich, and H. Voit
Phys. Rev. C15 (1977) 950 und Phys. Lett. 67B (1977) 262
- Ga80 W. Galster, P. Dück, H. Fröhlich, W. Treu, and H. Voit, S.M.B. Lee
Phys. Rev. C22 (1980) 515
- Gi65 A. Gilbert and A.G.W. Cameron
Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- Gr65 L.R. Greenwood, R.E. Segel, K. Raghunathan, M.A. Lee, H.T. Fortune
Phys. Rev. C12 (1965) 156
- Ha52 W. Hauser and H. Feshbach
Phys. Rev. 87 (1952) 366
- Hä73 O. Häusser, T.K. Alexander, D.L. Disdier, A.J. Ferguson,
A.B. McDonald, and I.S. Towner
Nucl. Phys. A216 (1973) 617
- Im68 B. Imanishi
Phys. Lett. 27B (1968) 267
- Is80 R. Isenbügel
Diplomarbeit, Bochum (1980) unveröffentl.
- Ke80 K.U. Kettner, H. Lorenz-Wirzba, and C. Rolfs
Z. Physik A298 (1980) 65
- K184 E.U. Klauß
Dissertation, Bochum (1984) unveröffentl.
- Ko70 B.-Z. Kozlowsky
Astrophys. Space Sci. 8 (1970) 114
- Ko79 S.K. Korotky, K.A. Erb, S.J. Willett, and D.A. Bromley
Phys. Rev. C20 (1979) 1014

- Ma73 M.G. Mazarakis and W. Stephens
Phys. Rev. C7 (1973) 1280
- Ma74 T. Mayer-Kuckuk
Physik der Atomkerne
Stuttgart (1974)
- Ma79 N. Marquardt
DTL Jahresbericht, Bochum (1979) 97, unveröffentl.
- Ma80 N. Marquardt
Habilitationsschrift, Bochum (1980)
- No70 L.C. Northcliffe and R.F. Schilling
Nucl. Data Tables A7 (1970) 233
- Pa69 J.R. Patterson, H. Winkler, and C.S. Zaidins
Astrophys. J. 157 (1969) 367
- Sp74 H. Spinka, H. Winkler
Nucl. Phys. A233 (1974) 456
- St75 R.G. Stokstad, Hauser Feshbach Computer Code, STAT-2
Oak Ridge Nat. Lab., Report (1975) unveröffentl.
- Tr80 W. Treu, H. Fröhlich, W. Galster, P. Dück, and H. Voit
Phys. Rev. C22 (1980) 2462
- Vo68 E. Vogt
Adv. Nucl. Phys. 1 (1968) 261
- Vo77 H. Voit, W. Galster, W. Treu, H. Fröhlich, and P. Dück
Phys. Lett. 67B (1977) 399
- Wa77 R. Wada, J. Shimizu, and K. Takimoto
Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1341
- Wa80 R. Wada, T. Murakami, E. Takada, M. Fukada, and K. Takimoto
Phys. Rev. C22 (1980) 557
- We71 Handbook of Chemistry and Physics
52nd edition (1971-1972) by R.C. Weast
The Chemical Rubber CO., Cleveland, Ohio

Anhang: Tabellen der differentiellen Wirkungsquerschnitte

$$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$$

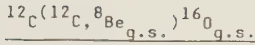
$E_{\text{CM}}(^{12}\text{C})$ in MeV	$(d\sigma/d\Omega)_{\text{CM}}$ /Fehler in mb/sr		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{Mott}}$ /Fehler	
	$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=120^\circ$	$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=90^\circ$	$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=120^\circ$	$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=90^\circ$
4.23	1858.4/ 7.1	1496.2/ 5.1	0.985/ 0.004	0.998/ 0.003
4.28	1872.7/ 7.4	1471.4/ 5.2	0.992/ 0.004	1.004/ 0.004
4.33	1872.0/ 6.6	1438.4/ 4.6	0.992/ 0.004	1.005/ 0.003
4.38	1880.2/ 5.0	1395.9/ 3.4	0.997/ 0.003	0.998/ 0.002
4.43	1879.3/ 7.3	1364.5/ 4.9	0.999/ 0.004	0.998/ 0.004
4.48	1882.4/ 7.8	1334.4/ 5.2	1.003/ 0.004	0.998/ 0.004
4.53	1890.3/ 4.9	1305.1/ 3.2	1.010/ 0.003	0.998/ 0.002
4.58	1839.9/ 5.4	1275.8/ 3.5	0.987/ 0.003	0.997/ 0.003
4.63	1843.1/ 6.2	1250.6/ 3.9	0.994/ 0.003	0.999/ 0.003
4.68	1871.0/ 5.3	1229.4/ 3.3	1.014/ 0.003	1.003/ 0.003
4.73	1846.3/ 6.0	1199.2/ 3.7	1.007/ 0.003	1.000/ 0.003
4.78	1811.9/ 6.6	1169.1/ 4.1	0.994/ 0.004	0.995/ 0.003
4.83	1817.2/ 7.5	1152.6/ 4.5	1.004/ 0.004	1.002/ 0.004
4.88	1780.9/ 6.4	1111.6/ 3.8	0.992/ 0.004	0.986/ 0.003
4.93	1778.3/ 5.5	1095.6/ 3.3	0.998/ 0.003	0.992/ 0.003
4.98	1779.6/ 6.8	1076.3/ 4.0	1.007/ 0.004	0.994/ 0.004
5.03	1789.9/ 5.9	1074.2/ 3.4	1.022/ 0.003	1.013/ 0.003
5.08	1759.0/ 6.8	1049.5/ 3.9	1.014/ 0.004	1.009/ 0.004
5.13	1729.0/ 6.6	1019.3/ 3.8	1.007/ 0.004	0.999/ 0.004
5.18	1705.2/ 7.8	997.0/ 4.5	1.003/ 0.005	0.997/ 0.004
5.23	1658.3/ 7.7	976.0/ 4.6	0.986/ 0.005	0.995/ 0.005
5.28	1670.8/ 7.1	964.2/ 4.0	1.004/ 0.004	1.001/ 0.004
5.33	1651.6/ 7.0	946.7/ 4.0	1.004/ 0.004	1.002/ 0.004
5.38	1631.0/ 7.4	940.9/ 4.2	1.003/ 0.005	1.015/ 0.005
5.43	1559.3/ 6.7	917.7/ 3.8	0.970/ 0.004	1.008/ 0.004
5.48	1582.1/ 6.9	920.0/ 3.9	0.996/ 0.004	1.029/ 0.004
5.53	1558.4/ 7.1	902.9/ 4.1	0.994/ 0.005	1.029/ 0.005
5.58	1506.9/ 6.9	878.3/ 3.9	0.973/ 0.004	1.019/ 0.005
5.63	1515.8/ 3.6	822.4/ 1.9	0.991/ 0.002	0.971/ 0.002
5.68	1498.0/ 3.8	812.2/ 2.0	0.993/ 0.003	0.976/ 0.002
5.73	1449.8/ 4.2	819.5/ 2.4	0.974/ 0.003	1.002/ 0.003
5.78	1425.3/ 3.9	812.0/ 2.2	0.971/ 0.003	1.011/ 0.003
5.83	1418.8/ 4.1	788.2/ 2.3	0.980/ 0.003	0.998/ 0.003
5.88	1391.4/ 3.9	744.0/ 2.1	0.974/ 0.003	0.958/ 0.003
5.93	1366.5/ 4.4	708.2/ 2.3	0.970/ 0.003	0.928/ 0.003
5.98	1378.5/ 4.7	703.9/ 2.4	0.993/ 0.003	0.938/ 0.003
6.03	1356.4/ 5.3	706.9/ 2.8	0.991/ 0.004	0.958/ 0.004
6.08	1314.5/ 4.6	707.0/ 2.5	0.975/ 0.003	0.974/ 0.003
6.13	1280.8/ 4.7	654.5/ 2.4	0.964/ 0.004	0.916/ 0.003
6.18	1266.1/ 5.0	656.3/ 2.6	0.967/ 0.004	0.934/ 0.004
6.23	1255.4/ 4.2	637.3/ 2.2	0.974/ 0.003	0.922/ 0.003
6.28	1195.7/ 4.9	637.2/ 2.6	0.941/ 0.004	0.936/ 0.004
6.33	1109.7/ 4.8	663.5/ 2.8	0.887/ 0.004	0.991/ 0.004
6.38	1087.7/ 4.8	650.4/ 2.8	0.883/ 0.004	0.986/ 0.004
6.43	1052.2/ 4.5	610.8/ 2.5	0.868/ 0.004	0.941/ 0.004
6.48	1036.0/ 3.9	548.9/ 2.1	0.868/ 0.003	0.859/ 0.003
6.53	1077.3/ 3.0	512.3/ 1.5	0.917/ 0.003	0.814/ 0.002
6.58	1072.7/ 5.6	471.5/ 2.6	0.927/ 0.005	0.761/ 0.004
6.63	1019.0/ 5.3	424.0/ 2.4	0.895/ 0.005	0.694/ 0.004
6.69	1058.0/ 3.7	360.0/ 1.4	0.944/ 0.003	0.599/ 0.002
6.74	1022.8/ 3.3	477.2/ 1.6	0.928/ 0.003	0.800/ 0.003
6.79	994.3/ 3.6	470.3/ 1.8	0.916/ 0.003	0.806/ 0.003
6.83	966.2/ 3.0	435.5/ 1.4	0.905/ 0.003	0.757/ 0.002
6.88	928.4/ 3.3	438.9/ 1.6	0.884/ 0.003	0.774/ 0.003
6.94	923.3/ 3.7	426.3/ 1.8	0.893/ 0.004	0.763/ 0.003
6.99	937.0/ 3.1	347.5/ 1.3	0.921/ 0.003	0.631/ 0.002
7.04	885.4/ 3.6	284.3/ 1.3	0.885/ 0.004	0.524/ 0.002
7.08	855.8/ 3.2	259.0/ 1.1	0.869/ 0.003	0.484/ 0.002

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{q.s.}})^{16}\text{O}_{\text{q.s.}}$

$E_{\text{CM}}(^{12}\text{C})$ (dσ/dΩ) _{CM} /Fehler		$E_{\text{CM}}(^{12}\text{C})$ (dσ/dΩ) _{CM} /Fehler		$E_{\text{CM}}(^{12}\text{C})$ (dσ/dΩ) _{CM} /Fehler	
in MeV	in μb/sr	in MeV	in μb/sr	in MeV	in willk. Einh.
$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=8.4^\circ$		$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=7.6^\circ$		$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=10.7^\circ$	
4.18	0.11/ 0.02	4.89	12.00/ 0.30	5.36	32.19/ 2.98
4.23	0.13/ 0.04	4.94	15.42/ 0.33	5.46	34.73/ 2.44
4.28	0.37/ 0.07	4.99	19.45/ 0.33	5.51	87.69/ 5.29
4.38	0.34/ 0.06	5.04	30.55/ 0.46	5.56	147.41/ 6.98
4.43	0.31/ 0.05	5.09	26.94/ 0.53	5.61	259.10/ 12.53
4.46	0.78/ 0.13	5.14	27.12/ 0.45	5.66	330.14/ 22.60
4.48	1.37/ 0.08	5.19	22.75/ 0.35	5.71	529.45/ 27.49
4.51	0.80/ 0.13	5.24	16.00/ 0.33	5.76	388.35/ 34.09
4.53	0.74/ 0.07	5.29	10.57/ 0.27	5.81	153.43/ 11.18
4.58	0.42/ 0.10	5.34	13.47/ 0.30	5.86	61.51/ 6.53
4.63	0.44/ 0.06	5.39	30.88/ 0.87	5.93	203.04/ 13.19
4.73	1.16/ 0.16	5.44	29.51/ 0.76	5.96	283.46/ 20.52
4.78	0.91/ 0.08	5.49	37.17/ 1.34	6.01	225.23/ 15.97
4.83	0.95/ 0.08	5.54	85.89/ 1.45	6.06	230.30/ 17.36
4.88	8.88/ 0.45	5.59	143.80/ 1.91	6.11	232.98/ 12.41
4.93	13.27/ 0.65	5.64	232.82/ 4.33	6.16	223.17/ 15.02
4.98	18.53/ 0.56	5.69	281.40/ 3.95		
5.03	30.67/ 0.61	5.74	442.45/ 20.91		
5.08	30.02/ 1.69				
5.13	29.25/ 1.57		$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=11.7^\circ$		
5.18	23.94/ 0.97	4.96	15.69/ 1.07		
5.23	17.33/ 1.00	5.06	25.69/ 1.17		
5.28	13.92/ 0.87	5.16	27.85/ 0.78		
5.33	14.32/ 1.09	5.26	9.03/ 0.45		
5.38	33.01/ 0.92	5.36	20.30/ 0.73		
5.43	37.19/ 1.35	5.56	103.30/ 2.02		
5.48	32.73/ 0.85	5.71	413.28/ 3.13		
5.53	78.45/ 1.86				
5.58	143.93/ 2.79		$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=89.7^\circ$		
5.63	206.91/ 5.29	6.23	135.61/ 12.16		
5.68	246.32/ 6.65	6.31	203.92/ 7.89		
5.73	445.62/ 9.96	6.38	368.88/ 13.37		
5.76	398.51/ 9.86	6.46	557.04/ 15.21		
5.78	415.92/ 9.84	6.53	464.60/ 21.64		
5.83	190.34/ 2.91	6.61	548.61/ 22.40		
5.88	62.75/ 1.39	6.68	955.67/ 28.67		
5.93	61.69/ 1.74	6.76	583.13/ 22.48		
5.98	402.32/ 12.06	6.83	198.70/ 17.34		
6.03	185.20/ 3.26	6.91	314.14/ 40.23		
6.08	114.36/ 2.88	6.98	183.25/ 17.11		
6.13	97.65/ 2.74				
6.18	84.00/ 3.13				
6.23	112.24/ 3.21				
6.33	243.17/ 6.14				
6.38	216.56/ 5.34				
6.43	162.42/ 4.14				
6.49	115.46/ 3.74				
6.54	247.37/ 6.76				
6.58	297.74/ 9.54				
6.63	461.68/ 12.77				
6.69	393.41/ 12.12				
6.74	461.67/ 14.37				
6.79	405.80/ 13.07				
6.83	300.45/ 10.50				
6.88	603.42/ 16.59				
6.94	490.63/ 16.53				
6.99	382.09/ 5.67				

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{q.s.}})^{16}\text{O}_{\text{q.s.}}$

$E_{\text{CM}}(^{12}\text{C})$	$(d\sigma/d\Omega)_{\text{CM}}/\text{Fehler in } \mu\text{b/sr}$									
in MeV	$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=6.3^\circ$			$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=11.3^\circ$			$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=15.9^\circ$			$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=21.0^\circ$
4.88	11.29/	1.81		15.21/	2.32		15.52/	3.11		10.18/
4.98	24.85/	3.03		26.96/	3.26		25.67/	3.39		19.76/
5.08	28.12/	2.69		19.25/	2.71		23.57/	3.93		15.77/
5.18	22.06/	2.45		12.94/	2.20		12.74/	2.16		13.78/
5.23	11.37/	2.12		16.82/	2.90		20.48/	5.03		21.02/
5.28	9.14/	2.15		10.57/	3.14		19.04/	2.49		22.16/
5.33	23.12/	1.97		23.04/	3.20		25.12/	4.07		28.12/
5.38	37.48/	2.56		46.24/	3.17		49.43/	3.48		54.42/
5.43	25.57/	1.77		43.32/	2.37		59.06/	4.08		65.28/
5.48	68.77/	2.84		78.97/	3.06		89.35/	4.38		98.89/
5.53	135.85/	5.88		138.78/	5.98		144.63/	6.25		132.42/
5.58	194.68/	8.46		227.29/	10.63		219.21/	10.45		200.66/
5.63	225.43/	10.31		262.57/	11.51		285.06/	13.06		277.97/
5.68	508.04/	20.38		433.42/	19.80		442.72/	18.11		426.59/
5.73	440.80/	19.78		463.04/	21.41		448.96/	20.72		390.28/
5.78	293.03/	9.70		407.25/	16.08		423.50/	16.58		341.10/
5.83	127.35/	4.89		182.44/	8.46		208.22/	8.89		231.57/
5.88	72.57/	3.57		120.99/	6.34		155.61/	7.04		211.42/
5.91	221.02/	6.18		255.07/	11.09		271.31/	9.97		299.50/
5.93	395.88/	10.01		415.23/	10.27		399.28/	10.87		453.18/
5.96	325.04/	14.55		347.92/	13.44		383.27/	16.03		434.98/
5.98	205.12/	5.57		265.93/	6.51		291.30/	7.00		416.80/
6.03	237.97/	7.75		293.37/	8.66		247.51/	6.34		226.28/
6.08	174.53/	6.02		232.95/	7.46		256.83/	8.88		246.12/
6.13	169.07/	4.86		214.69/	5.56		272.41/	8.14		279.79/
6.18	182.19/	4.95		283.89/	9.94		367.67/	12.14		391.67/
6.23	277.64/	8.34		405.91/	12.95		467.54/	14.97		465.90/
6.28	254.59/	8.40		395.75/	13.26		493.93/	13.64		578.26/
6.33	310.03/	11.39		377.71/	12.84		443.05/	14.02		461.19/
6.38	281.92/	7.96		318.06/	10.24		354.47/	13.37		413.08/
6.43	254.52/	8.72		235.19/	7.99		233.11/	8.81		257.81/
6.48	448.00/	13.65		418.93/	13.77		392.59/	14.75		358.36/
6.53	586.70/	15.41		531.01/	16.29		416.56/	15.02		377.37/
6.58	632.04/	16.24		613.23/	15.81		637.44/	19.81		587.83/
6.63	834.27/	20.44		958.78/	28.57		961.41/	28.08		854.24/
6.68	617.78/	19.58		685.76/	22.85		735.09/	22.80		813.84/
6.73	655.57/	19.87		652.66/	21.12		699.28/	23.82		602.48/
6.78	548.94/	17.54		531.55/	17.20		505.25/	15.82		467.88/
6.83	637.30/	18.00		598.19/	19.12		531.67/	16.94		463.36/
6.88	608.43/	18.05		695.87/	19.87		719.34/	21.99		581.44/
6.93	556.10/	14.59		656.59/	20.38		763.04/	23.97		631.05/



$E_{\text{CM}}(^{12}\text{C})$ in MeV	$(d\sigma/d\Omega)_{\text{CM}}/\text{Fehler in } \mu\text{b/sr}$					
	$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=31.5^\circ$		$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=51.4^\circ$		$\langle\theta_{\text{CM}}\rangle=73.3^\circ$	
4.88	1.39/	0.15	0.39/	0.06	0.42/	0.08
4.93	2.81/	0.26	0.60/	0.07	0.60/	0.11
4.98	4.68/	0.37	1.04/	0.11	0.92/	0.15
5.03	7.14/	0.47	1.31/	0.13	0.91/	0.15
5.08	5.20/	0.38	0.84/	0.10	0.27/	0.08
5.13	5.41/	0.42	0.59/	0.08	1.27/	0.17
5.18	4.76/	0.43	0.45/	0.06	2.09/	0.24
5.23	6.32/	0.39	1.15/	0.12	5.47/	0.36
5.28	3.93/	0.36	0.97/	0.14	6.99/	0.41
5.33	2.81/	0.53	1.16/	0.12	4.61/	0.40
5.38	6.73/	0.37	1.43/	0.40	3.52/	0.52
5.43	11.91/	0.44	6.82/	0.50	3.16/	0.56
5.48	27.21/	0.99	17.07/	0.87	2.61/	0.58
5.53	61.25/	1.61	24.83/	0.91	3.94/	0.42
5.58	94.44/	2.29	29.80/	1.17	3.21/	0.58
5.63	162.23/	4.26	48.98/	1.70	4.72/	0.75
5.68	198.92/	6.66	62.03/	1.76	8.11/	1.04
5.73	243.23/	8.10	62.05/	2.13	12.12/	1.21
5.76	-	-	-	-	18.91/	1.84
5.78	167.92/	5.14	49.01/	1.57	29.24/	2.08
5.83	45.62/	2.11	17.64/	0.71	44.61/	2.82
5.88	59.12/	2.24	65.05/	2.30	55.09/	2.75
5.91	-	-	91.69/	2.28	77.78/	3.48
5.93	127.77/	5.50	123.62/	4.31	85.94/	2.91
5.96	-	-	72.71/	1.53	91.47/	4.94
5.98	126.82/	5.12	17.91/	1.18	96.21/	3.64
6.03	86.74/	2.84	17.10/	0.86	93.91/	4.43
6.08	44.42/	2.21	41.96/	1.29	100.71/	5.17
6.13	43.26/	2.15	87.18/	2.52	120.51/	5.95
6.18	58.26/	2.80	150.46/	3.00	182.54/	4.41
6.23	128.59/	4.37	243.57/	3.60	411.47/	11.36
6.28	297.65/	9.68	415.98/	5.78	578.31/	16.75
6.33	492.28/	10.73	614.43/	5.14	795.25/	17.91
6.38	399.66/	11.04	614.68/	8.38	909.35/	18.96
6.43	247.07/	7.87	465.39/	8.21	741.46/	16.28
6.48	176.80/	5.98	346.61/	7.22	573.36/	13.04
6.53	230.90/	7.73	337.08/	6.91	554.29/	11.77
6.58	214.59/	7.53	153.59/	3.25	660.84/	14.38
6.63	351.34/	9.77	105.19/	2.67	661.47/	11.57
6.68	376.81/	10.42	299.09/	7.59	511.13/	11.80
6.73	237.08/	7.39	230.98/	5.51	297.09/	7.07
6.78	284.77/	8.24	165.39/	4.95	166.64/	4.04
6.83	217.26/	7.43	170.59/	6.20	70.08/	2.68
6.88	405.45/	11.02	184.82/	6.00	56.56/	1.59
6.93	263.65/	8.14	210.08/	7.04	28.49/	1.84

Raumwinkelprogramme

```

C PROGRAMM ZR
C BERECHNET 8BE-Raumwinkel DER REAKTION 12C(120,8BE)160
C QUER-DETektor BIS 180 GRAD
C BEZUGSWECKUNGSGEOMETRIE (AUF DER STRAHLENACHSE)
C SCHRITT AUF FOR23 DAT DIE ENERGIEN DER ALPHA-PAARE HERAUS
DIMENSION ZEIL(71), CM(181), DM(181)
DATA ZEIL/718.0,
C=57.895780
C EINLESEN DER DATEN
C
1 FORMAT (1X, 'TARGETARST: ', HALBER VERT. STEG, HALBER HORIZ. STEG,
1 INNERRADIUS, AUSSENERRADIUS (ALLES MM): ', )
ACCEPT 5, D, DIV, DIX, RI, RA
5 FORMAT (25F)
725 TYPE FORMAT (1X, 'LAB-12C-EINSCHUSS: HALB, DET. (1,0), EX(160),
2 EX(18BE), (MEU) FUEHR. WINKEL (1,0) ', )
ACCEPT (25E12, F, EX, NM)
726 TYPE 2
2 FORMAT (1X, 'VERS. PRO ZEILE, ZEILEN, TTV: ', $)
ACCEPT 3, L, KE, IT
3 FORMAT (3I)
C
17 AL-CRATAN(RA/D)
BL-CRATAN(RI/D)
IF (NH.EQ.1) BL=180.-AL
IF (NH.EQ.1) AL=180.-BL
C BERECHNUNG DER GESCHWINDIGKEITSBETRÄGE
C
VA=SQRT((0.894*EX)/4.)
WC=(E/12.)*(-0.285-EX-EXB)/6.)
IF (WC.LT.WC.0.) GOTO 719
U=SQRT(WC)
US=SQRT(E/24.)
F1=US/UC
VA=SQRT((0.894*EX)/4.)
WC=(E/12.)*(-0.285-EX-EXB)/6.)
IF (WC.LT.WC.0.) GOTO 719
U=SQRT(WC)
US=SQRT(E/24.)
F1=US/UC
C 8BE-GRENZWINKEL NUR FUER RUECKWARTSWINKEL WICHTIG
IF (NH.EQ.0) GOTO 717
IF (F1.LE.1.) GOTO 711
719 TYPE (3I, 721)
721 TYPE 1X, '8BE-GRENZWINKEL ZU KLEIN ODER ANREGUNGSENERGIEN ZU
1 GROSS: '
GOTO 959
C BERECHNUNG DES RAUMWINKELBEREICHES FUER VERSUCHE
C
717 IF (F1.LE.1.) GOTO 711
IF ((CRASIN(1)*F1)/E.C.BL) GOTO 719
GOTO 715
711 AC-AL+CASIN(SIND(AL)*F1)
BC-BL+CASIN(SIND(BL)*F1)
715 DOMAC=6.283185 * (4. - COSD(AC))
IF (NH.EQ.1) DOMAC=6.283185*(1.-COSD(180.-BC))

```

C KONTROLLAUSDRUCK DER EINGABEDATEN

```

C
IF ((IT.EQ.0) GOTO 31
TYPE 11,E,EX,EXB,D, DIV, DIX, RI, RA, NT, NH
31 URTE (3,11) E,EX,EXB,D, DIV, DIX, RI, RA, NT, NH
11 FORMAT (1X, 'LAB-12C-ENERGIE: F7.2, MEU,
F7.2, 'RECHTSTAND: F7.2, MM,
1X, HALBER
1 WERTIKALSTEG: F5.2, MM,
1X, HALBER HORIZONTALSTEG:
F5.2, MM,
1X, INNERRADIUS: F6.2, MM,
1X, AUSSENERRAD
9.2, F6.2, MM,
1X, HALBIERTER DETEKTOR 1, 11,
1X, RUECKWARTS
8TSWINKEL 1, 11,
IF ((IT.EQ.0) GOTO 32
TYPE 13
22 URTE (3,13)
13 TYPE 1X, 'TREFFER VERSUCHE TREFF CH-RAUMW. MITTL.CH-RAU
10MM, 1X, 18X, 'UAHRSRCH. 10X(-6) WINKEL/GRAD ABUEICH. ', )
EALN=180.
THRMN=180.
11MIN=180
11MAX=0
22-1.
A=64.
19 1-1+1
C ERZEUGUNG VON 8BE-ZUFALLSRICHTUNGEN
C
F1B=RAM(2)*360.
IF (NH.EQ.1) GOTO 14
IF (F1.LT.1.) GOTO 116
CALL X2(AL,BL,F1,THB,AC)
116 GOTO 16
14 THB=CRACOS(COSD(BC)-RAM(2)*X(COSD(BC)+1.))
16 ZB=UC*ICOSD(THB)
RB=UC*SIND(THB)
XB=RB*ICOSD(F1B)
YB=RB*SIND(F1B)
C ERZEUGUNG VON ALPHA-ZUFALLSRICHTUNGEN
C
F1=RAM(2)*360.
THB=CRACOS(1.-RAM(2)*X2.)
ZB=UC*ICOSD(THB)
RB=UC*SIND(THB)
XB=RB*ICOSD(F1)
YB=RB*SIND(F1)
C BERECHNUNG DER ALPHA-GESAMTGESCHWINDIGKEIT UND TREFFERFESTSTELLUNG
C
VG=VB*V
XG=XB*X
IF (NH.EQ.1) GOTO 21
VG=YG
YB=YG
IF (NT.EQ.0) GOTO 21
IF ((VGVG0).GE.0.) GOTO 180

```

```

21 ZG-ZB+Z
22 UG-SBRT(VG*x2+VG*x2-ZB*x2.)
AG-CACOS(ZG/UG)
IF (AG-GT.AC) GOTO 180
IF (AG-LT.BC) GOTO 180

C
IF (DIX-DIV).EQ.0.) GOTO 30
BET-CATAN(ABS(VG/XG))
AGL-CATAN(ABS(VG/XG))
IF (AGL-LT.0.) AGL=180.-AGL
IF (AGL-GT.90.) AGL=180.-AGL
RL-DSIN(AGL)/COSD(AGL)
DIXX-RLCOSD(BET)
DIVX-RLSIND(BET)
IF (DIVX-GT.DIVX) GOTO 180
IF (DIVX-GT.DIVX) GOTO 180

C
30 EAL-2.*(UG*x2+UG*x2+2.*VUS*UGxCOSD(AG))
IF (N.EQ.0) GOTO 100
EAL=EAL
X=X
N=N
Z=Z
Z=Z
50 CM=CM+1
100 EAL2=EAL
WRITE (23,123) EAL,EAL2
123 FORMAT (2(F8.3))

EALIN=AMIN(EALIN,EAL,EAL2)
EALMAX=AMAX(EALIN,EAL,EAL2)
F=F+THB
11-THB+1.
11IN=MIN0(11IN,11)
11MAX=MAX0(11MAX,11)
CM(11)=CM(11)+1.
CMIMAX=AMAX(CMIMAX,CM(11))
IF (THB-GT.THBMAX) THBMAX=THB
IF (THB-LT.THBMIN) THBMIN=THB
180 CT=(11+LT.(K+1))L GOTO 200
IF (11+LT.(K+1))L GOTO 200
K=K+1
U=CM/CI
IF (CM.LE.0) GOTO 181
UINCM=F/CM
GOTO 182
181 UINCM=0.0
CM=CM+UINCM*UINCM*10**6
C ZEILENRUCK
IF (K.EQ.1) DREF=DOMCM
IF (DOMCM.LE.0) GOTO 185
JX4-JX3
JX3-JX2
JX2-JX1

JX1-JX
JX=100.*Z2*DOMCM/DREF+A*0.5
IF (K.LT.5) GOTO 585
IF ((JX4.EQ.JX3).AND.(JX3.EQ.JX2).AND.(JX2.EQ.JX1).AND.(JX1.EQ.JX))
GOTO 501
501 GOTO 585
Z2=10.*Z2
A=100.*Z2-JX
JX4=0
JX3=0
JX2=0
JX1=0
DOMCM=DREF
ZEIL(JX)=A
IF (Z2.EQ.10.) ZEIL(JX)=A
IF (Z2.EQ.100.) ZEIL(JX)=A
IF (Z2.EQ.1000.) ZEIL(JX)=A
IF (Z2.EQ.10000.) ZEIL(JX)=A
GOTO 186
185 U=0.0
186 U=100.0
43 TYPE 100,CM,DOMCM,UINCM,DD,ZEIL(J),J=1,71
43 WRITE (3,100) CM,DOMCM,UINCM,DD,ZEIL(J),J=1,71
190 FORMAT(2(F8.0),F10.4,F10.0,F8.2,F10.0,71(A1))
ZEIL(JX)=A
200 IF (K.EQ.KE) GOTO 990
GOTO 19
C BERECHNUNG DER ENDERGEBNISSE
C
990 U2=THBMAX-UINCM
U1=THBMIN-UINCM
UIM=CATAN(SIND(UINCM)/(F1+COSD(UINCM)))
U4=CATAN(SIND(U2)/(F1+COSD(U2)))
U3=CATAN(SIND(U1)/(F1+COSD(U1)))
G1=SQRT(1.-(F1+SIND(UIM))**2.)
G=(F1+COSD(UIM)+G1)**2.1/61
DOMLL=DOMCM/G
C
RUU=((COSD(UIM))**2.)*1.+(4./E)*(-0.205-EX-EX8)
EBM=(E/6.)*1(COSD(U1)+SIN(RUU))**2.
BKON=2.*CA$ASIN(SQRT((0.994*EX8)/EBM))
BAU=2.*XL
C
U1=0.0
U2=0.0
U3=0.0
U4=0.0
23,123) U1,U2
C BERECHNUNG DES GEOMETRISCHEN RAUMWINKELS
CALL RU4(RA,0,RA,D,RU)
PRA=RU
CALL RU4(RI,0,RI,D,RU)
TRI=RU,LT,0.001 GOTO 744
CALL RU4(DIV,0,RA,D,RU)
PRAY=RU

```

```

CALL RU4(DIV,0,RI,D,RU)
PRIV-RU
744 IF (DIX,LT,0.001) GOTO 745
CALL RU4(DIX,0,RA,D,RU)
PRAX-RU
CALL RU4(DIX,0,RI,D,RU)
PRAX-RU
745 DORNOR=4.310 *X6X(PRA-PRI-PRAX+PRIV+PRIX)
PRO=(DORLL/DORNOR)*100.
C AUSDRUCK DER ENERGIERESULTATE
C
IF (IT.EQ.0) GOTO 305
TYPE 310,DORLL,DORCH,UE,U1,UTM,U4,U3,PRO,EAMIN,EAMAX,
1000
305 WRITE(3,310) DORLL,U1NOM,U2,U1,UTM,U4,U3,PRO,EAMIN,EAMAX,
28KON,BAU
310 FORMAT('1X,' LAB = RAUMWINKEL/10**(-6)1',F8.0
911X,' CM - WINKELBEREICH / GRAD 1',F8.2,' +,F5.2,F7.2,
2,, LAB - WINKELBEREICH / GRAD 1',F8.2,' +,F5.2,F7.2,
1,,, RAUMWINKEL BETRAGT ,F6.2,% VOM GEOMETRISCHEN RAUMWINKEL',
7,,, MINIMALE LAB-ALPHA-ENERGIE ,F7.3,MEIUV,
6,,, MAXIMALE LAB-ALPHA-ENERGIE ,F7.3,MEIUV,
1,,, LAB-OEFFNUNGSAUSSENRADIUS-BLENDE ,F6.2,
3,,, 15X, LAB-OEFFNUNGSAUSSENRADIUS-BLENDE ,F6.2,
7,,, 1X, CM-WINKEL/GRAD,CM-RAUMWINKEL/10**(-6)1',/
C VERTEILUNG DES RAUMWINKELS AUF DIE WINKEL
C
A9=70.2CM/CMIMAX
DO 390 I1=1,MIN,IMAX
DCM(I1) = DORCHXCM(I1)/CM
1X=DCM(I1)*EACM,3 GOTO 390
IF (JX=IT-1) JX=1
ZEIL(JX)='X'
I2=I1-1
IF (IT.EQ.0) GOTO 315
TYPE 320,I2,I1,DCM(I1),(ZEIL(J),J=1,71)
315 WRITE (3,320) I2,I1,DCM(I1),(ZEIL(J),J=1,71)
320 FORMAT (1X,I1,' B15',I4,F15.0,71(A1))
CONTINUE
390 CONTINUE
999 CALL EXIT
END
C
C
SUBROUTINE RM4(X,H,RA,D,RU)
C BERECHNET EIN VIERTEL DES GEOM. RAUMWINKELS
C
X=X*PI/180.00001 GOTO 10
RU=0
GOTO 200
10 PI=3.141593
IF (RA,LT,0.001) GOTO 100
C-D/SORT((D**2.)*(RA**2.))
RU=(PI/2.)*C(ACOS(X/RA)-(PI/2.))-ATAN((C/X)*SORT((RA**2.))
1000
C D=500
100 X2=(X**2.)*I((H**2.)-(D**2.))*I((X**2.)*(D**2.))*I((H**2.))
XN=((D**2.)*(X**2.))*I((D**2.))*I((H**2.))
RU=0.5*((PI/2.)*ASIN(X2/XN))
RETURN
END
C
SUBROUTINE X2(AL,BL,FI,THBC,CMAX)
C RECHNET BE-ZUFALLSWINKEL IM CFAUSLAUF ANREGUNGSENERGIEN
C IM 160 ODER BBE ZU ZWEITEN LÖSUNGEN FÜHREN
C
G=57.7521E10*(FI**SIND(BL))
IF (FI**SIND(AL))GT=1.) GOTO 10
IF (FI**SIND(AL))GT=1.) GOTO 10
AC1=C*ASIN(FI**SIND(AL))
P1=BL*BC1
P2=AL*AC1
P3=AL*180.-AC1
P4=BL*180.-BC1
CMAX=P4*(P1)-COSD(P2)
P5=COSD(P3)-COSD(P4)
P7=CMAX*(P5+P6)
IF (P7,GT,P5) GOTO 3
THBC=C*ACOS(COSD(P1)-P7)
GOTO 11
3 P8=P7-P5
THBC=C*ACOS(COSD(P3)-P8)
GOTO 11
10 GOTO 11
10 GOTO 11
THBC=C*ACOS(COSD(BC)-RAN(2)*COSD(BC)-COSD(AC))
CMAX=AC
RETURN
11 END

```



```

IF (F1.LE.1.) GOTO 711
CALL X2EL(.,BL,F1,THRC,CCMAX)
GOTO 715
C
711 AC=AL+CASIN(FIXSIND(AL))
BC=BL+CASIN(FIXSIND(BL))
THRC=CCACOS(COSDBC)-RAN(2)*COSD(BC)
715 THRC=CCATAN(SIND(THRC)/(F1.COSD(BC)))
VLUS=CCOSD(THRC)+SURT((COSD(THRC))**2.-1.+(1.-F1)**2.))
CB=VLUSIND(THRC)
X8=RB*CCOSD(F1B)
Y8=RB*CCOSD(F1B)
C ERZEUGUNG VON ALPHA-ZUFALLSRICHTUNGEN
C
FI=RAN(2)*360
THRC=CCATAN(FI)
R=VARSIND(TH)
X=RCOSD(FI)
Y=RSIND(FI)
C
20 VG=VB+Y
XG=XB+X
H=ZG*CCOSD(RZ)+VG*SIND(RZ)
XS=XG*D/H
IF (ABS(XS).LT.DIX) GOTO 180
IF (ABS(XS).GT.RA) GOTO 180
IF (N.EQ.1) GOTO 21
V9=V5
21 Y5=DX*(VG*CCOSD(RZ)+ZG*SIND(RZ))/H
B6=B2
IF (B.LT.0.001) B8=RA
IF (ABS(V5).GT.B8) GOTO 180
IF (INT.EQ.0) GOTO 22
IF (N.EQ.1) GOTO 22
IF ((V5*V50).GE.0.) GOTO 180
22 RS=SURT(XS**2.+Y5**2.)
IF (RS.GT.R) GOTO 180
EAL=2*(X*VG**2.+Y*V5**2.+Z*G**2.)
IF (N.EQ.0) GOTO 100
EAL1=EAL
X=X-X
N=N-1
Z=Z-Z
GO TO 20
100 CM=CM+1.
EAL2=EAL
C
C EAL1 SOLL ZUM GROSSEREN WINKEL GEHOREN
U=EAL1
IF (U.EAL2)

```

```

EAL2=U
223 WRITE (23,123) EAL1,EAL2
123 FORMAT (2(F8.3))
C
EAMIN=AMIN1(EAMIN,EAL1,EAL2)
EAMAX=AMAX1(EAMAX,EAL1,EAL2)
F=F+THB
C
II=THB+CASIN(FIXSIND(THB))*1.
IIMIN=MIN0(IIMIN,II)
IIMAX=MAX0(IIMAX,II)
CM11=CM1(I1)+1
CM1MAX=AMAX1(CM1MAX,CM1(I1))
C
IF (THB.GT.THBMAX) THBMAX=THB
IF (THB.LT.THBMIN) THBMIN=THB
180 CI=I
IF (I.LT.(K+1)*XL) GOTO 200
K=K+1
IF (CM1.LE.0.0) GOTO 181
UIM=F/CM
GOTO 182
181 UIM=0.0
182 G1=50RT(1.-(FIXSIND(UIM))**2.)
G=((F1*CCOSD(UIM)+G1)**2.)/G1
DOML=DOML+UIM
DOMH=DOMH+UIM
UIMCM=UIM+CASIN(FIXSIND(UIM))
C ZEILENAUSDRUCK
C
IF (K.EQ.1) DREF=DOMCM
IF (DOMCM.LE.0.0) GOTO 276
JX4=JX3
JX5=JX2
JX6=JX1
JX1=JX4
JX=100.*JX2*DOMCM/DREF+A*0.5
IF (K.LT.5) GOTO 505
IF (K*JX4.EQ.JX3).AND.(JX3.EQ.JX2).AND.(JX2.EQ.JX1).AND.(JX1.EQ.JX)
GOTO 501
501 DREF=DOMCM
JX=JX2
JX2=JX1
JX1=JX4
505 DD=DOMCM-DREF
ZEIL(JX)=X
IF (22.EQ.10.) ZEIL(JX)=+
IF (22.EQ.100.) ZEIL(JX)=+
IF (22.EQ.1000.) ZEIL(JX)=+
IF (22.EQ.10000.) ZEIL(JX)=+
GOTO 270
270 DD=0.0
276 IF (IT.EQ.0) GOTO 43
TYPE 190,CM,CI,U,DOMCM,UIMCM,DD,ZEIL(J),J+1,71)
43 WRITE (3,50) CM,CI,U,DOMCM,UIMCM,DD,ZEIL(J),J+1,71)
190 FORMATE(F8.0,F10.4,F10.0,F8.2,F10.7,F10.7,F10.7,F10.7)

```


Herrn Priv.-Doz. Dr. Niels Marquardt danke ich für sein lebhaftes Interesse an dieser Arbeit, für zahlreiche Diskussionen und für die Hilfe bei den Experimenten.

Herrn Prof. Dr. Haro v. Buttlar danke ich für die Arbeitsmöglichkeiten an seinem Institut.

Meine Kollegen Jürgen Drevermann, Wolfgang Hoppe, Ralf Isenbügel und Edgar Udo Klauß halfen bei den langwierigen Experimenten und unterstützten mich bei experimentellen und theoretischen Problemen.

Herr Dr. Jürgen Krug gab mir nützliche Ratschläge zum Kapitel "Konkurrenzreaktionen".

Die Herstellung der Abbildungen verdanke ich den Herren Jürgen Wöhlert und Werner Sager.

Lebenslauf

Am 20. 2. 1951 wurde ich als Sohn von Paula und Hermann Sprengel in Essen geboren.

1966 schloß ich die Realschule mit der Mittleren Reife ab. Nach einem zweijährigen Industriepraktikum begann ich 1968 mit dem Studium der Nachrichten- und Elektrotechnik an der Ingenieur-Akademie der Deutschen Bundespost in Dieburg. 1971 wurde ich Ingenieur (grad.).

Nach einer kurzen Beschäftigung beim Fernmeldeamt Essen nahm ich 1972 das Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum auf. Im Mai 1980 legte ich die Diplomprüfung ab. Seitdem bin ich Doktorand am Institut für Experimentalphysik, Lehrstuhl III.

FOTODRUCK J. MAINZ GmbH
Neupforte 13, Nähe Markt, D-5100 Aachen
Telefon: (0241) 27305 und (0241) 38606